

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES BLET

1^{re} THÈSE

RECHERCHES DE PHOTOMÉTRIE HÉTÉROCHROME

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

INFLUENCE DE LA COMPOSITION CHIMIQUE DES VERRES
SUR LEURS PROPRIÉTÉS OPTIQUES

Soutenues le 14 février 1945, devant la Commission d'Examen

Jury. {	MM. RIBAUD	{	Président.
	CABANNES		Examineurs.
	HACKSPILL		

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES BLET

1^{re} THÈSE

RECHERCHES DE PHOTOMÉTRIE HÉTÉROCHROME

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

INFLUENCE DE LA COMPOSITION CHIMIQUE DES VERRES
SUR LEURS PROPRIÉTÉS OPTIQUES

Soutenues le 14 février 1945, devant la Commission d'Examen

Jury. {

MM. RIBAUD
CABANNES
HACKSPILL

Président.

{ Examinateurs.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. PAUL MONTEL.

PROFESSEURS

P. MONTEL	T	Théorie des fonctions.	CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.
L. BLARINGHEM ..	T	Botanique.	DUPONT	T	Théories chimiques.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LANQUINE	T	Géologie structurale et géologie appliquée.
C. MAUGUIN	T	Minéralogie.	VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.
A. MICHEL-LÉVY ..	T	Petrographie	BARRABÉ		Géologie structurale et géologie appliquée.
A. DENJOY	T	Géométrie supérieure.	F. PERRIN		Théories physiques.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	DARMOIS	T	Mathématiques générales.
A. DEBIERNE	T	Électronique et Radioactivité.	CHATTON	T	Biologie maritime.
M. JAVILLIER	T	Chimie biologique.	AUBEL		Chimie biologique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	Jacques BOURCART		Géographie physique et Géologie dynamique.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.		Physique générale et Radioactivité.
Ch. JACOB	T	Géologie.	PLANTEFOL	T	Botanique.
P. PASCAL	T	Chimie générale.	CABANNES	T	Recherches Physiques.
M. FRÉCHET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	GRASSÉ	T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
E. ESCLANGON ...	T	Astronomie.	PRÉVOST		Chimie organique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	BOULIGAND		Mathématiques.
H. BÉGHIN	T	Mécanique physique et expérimentale.	CHAUDRON		Chimie.
FOCH	T	Mécanique expérimentale des fluides.	WYART		Minéralogie.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	TEISSIER		Zoologie.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	MANGENOT	T	Biologie végétale.
CHRÉTIEN		Optique appliquée.	P. AUGER	T	Physique.
JOB		Chimie générale.	MONNIER		Physiologie générale.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	PIVETEAU		Géologie.
VILLEY	T	Mécanique appliquée.	ROCARD		Physique.
COMBES	T	Physiologie végétale.	H. CARTAN		Calcul différentiel.
GARNIER	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	SCHAEFFER	T	Physiologie générale.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	LAFFITTE		Chimie (P. C. B.).
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	LERAY		Mécanique théorique des fluides.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	FAVART		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
TOUSSAINT		Technique Aéronautique.	COULOMB	T	Physique du globe.
M. CURIE		Physique (P. C. B.).	M ^{lle} COUSIN		Biologie animale. (P. C. B.).
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	CHRÉTIEN		Analyse et mesures chimiques.
CHAZY	T	Mécanique analytique.	DRACH		Evolution des êtres organisés.
GAULT	T	Chimie (P. C. B.).			

Secrétaire CH. MONIER.

A la mémoire de mon Maître
GEORGES BRUHAT

RECHERCHES DE PHOTOMÉTRIE HÉTÉROCHROME.

**Sources monochromatiques ; Photométrie de papillotement ;
Applications.**

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
------------------------	---

PREMIÈRE PARTIE

Sources monochromatiques

CHAPITRE I. — Rayonnement de l'arc au mercure HP 300 en fonction des conditions d'alimentation. — Etude expérimentale.	3
CHAPITRE II. — Rayonnement de l'arc au mercure HP 300 en fonction des conditions d'alimentation. — Etude théorique	11
CHAPITRE III. — Conclusions pratiques.	18

DEUXIÈME PARTIE

Méthode de papillotement

CHAPITRE IV. — Photomètres papilloteurs.	19
CHAPITRE V. — Réalisation et utilisation d'un photomètre papilloteur. — Conditions d'emploi.	21
CHAPITRE VI. — Précision obtenue avec le photomètre papilloteur.	30
CHAPITRE VII. — Validité de la méthode de papillotement	32

TROISIÈME PARTIE

Applications

CHAPITRE VIII. — La loi d'additivité par papillotement.	35
CHAPITRE IX. — Essai de classification des observateurs.	40
CHAPITRE X. — Caractéristiques photométriques et colorimétriques des observateurs	42
Conclusion	45
Références.	47

SOMMAIRE. — Contribution à l'étude expérimentale et théorique de la décharge dans une lampe à vapeur de mercure haute pression. — Conditions de stabilité des divers rayonnements. — Réalisation d'un nouveau photomètre papilloteur; étude critique des conditions d'emploi; validité des résultats. — Essai de classification des divers types de vision colorée (cinquante observateurs).

SUMMARY. — Contribution to experimental and theoretical study of the discharge in a high pressure quicksilver lamp. — Conditions of stability of various radiations. — Realisation of a new flicker photometer; critical study of conditions of use; validity of results. — Trial of classification of the various types of colored vision (fifty observers).

INTRODUCTION

Le développement récent des sources lumineuses à haut rendement, obtenues par décharge lumineuse dans les gaz raréfiés ou les vapeurs métalliques, associées ou non à des substances fluorescentes, a introduit dans le domaine pratique des lumières de couleurs diverses, très différentes en général de la lumière fournie par incandescence. On peut citer pour mémoire les tubes à azote, oxyde de carbone, néon, vapeur de mercure, avec ou sans revêtement fluorescent.

Le problème s'est donc présenté pour l'ingénieur éclairagiste de déterminer les caractéristiques lumineuses de telles sources (intensité, flux, brillance). Le problème de la photométrie hétérochrome qui n'était guère sorti des laboratoires devient un problème pratique, répondant à des besoins industriels. Les étalons photométriques sont en effet des lampes à incandescence à faible température de couleur. Parmi les diverses méthodes utilisées pour comparer des lumières de couleurs différentes, la méthode de papillotement est celle qui donne les résultats les plus

reproductibles : son principe est toutefois contesté comme ne correspondant pas aux conditions d'utilisation de la lumière. Très étudiée en Angleterre et aux Etats-Unis en particulier, cette technique n'a pas été en France l'objet d'une étude systématique. Par ailleurs, de nombreux problèmes concernant la vision colorée sont sous la dépendance directe de la solution apportée à la photométrie hétérochrome.

Les recherches entreprises se proposent de juger la solution apportée par la photométrie de papillotement. Ce travail, commencé en 1937, a été interrompu par la mobilisation, la guerre et ses suites. Depuis 1941, il n'a pas été possible de se tenir au courant des recherches poursuivies à l'étranger dans ce domaine. La deuxième partie concernant les problèmes de la vision colorée prévoyait l'utilisation d'un nombre élevé d'observateurs (plusieurs centaines) : les circonstances actuelles (restrictions sur l'électricité) n'ont pas permis de donner à ces mesures le développement souhaité : toutefois plusieurs problèmes ont pu être étudiés par une cinquantaine d'observateurs.

PREMIÈRE PARTIE

LAMPES A DÉCHARGE

CHAPITRE PREMIER

RAYONNEMENT DE L'ARC AU MERCURE HP 300 EN FONCTION DES CONDITIONS D'ALIMENTATION : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Le problème pratique de la photométrie hétérochrome met le plus souvent l'observateur en présence de sources colorées à répartition spectrale complexe. L'étude théorique du même problème est simplifiée par l'emploi de lumières monochromatiques. Plusieurs solutions sont possibles :

a) *Emploi d'un monochromateur et d'une source à spectre continu.* — Ce dispositif a l'avantage de fournir à volonté une lumière de longueur d'onde quelconque, par contre il a l'inconvénient d'une faible luminosité, joint à une définition médiocre de la longueur d'onde. La bande passante atteint souvent en effet une largeur d'une trentaine d'Angströms : ceci n'est peut-être pas très gênant au point de vue pratique, mais complique les données du problème.

b) *Emploi de source à spectre continu et de filtres.* — On gagne évidemment beaucoup en luminosité, mais on ne peut plus parler de longueur d'onde, les filtres usuels (solutions, gélatines, verres) ayant des bandes de transmission très étalées. Tout au plus peut-on caractériser la lumière obtenue par une longueur d'onde apparente.

c) *Emploi de source à spectre discontinu et de filtres.* — Le nombre de couleurs utilisables est alors restreint, mais la luminosité est parfois grande et la définition de la longueur d'onde est parfaite.

Quelle que soit la solution choisie, on doit veiller à la stabilisation de la source lumineuse utilisée.

Dans les deux premiers cas envisagés ci-dessus, l'alimentation des sources lumineuses en courant continu rend possible l'emploi de batteries d'accumulateurs et le réglage au moyen d'un dispositif potentiométrique contrôlé par une pile étalon.

Par contre, l'utilisation des lampes à décharge n'est souvent possible que sur courant alternatif, de contrôle beaucoup plus délicat.

Pour utiliser un photomètre à écran diffusant, il est nécessaire d'employer des sources à intensité élevée, c'est pourquoi il paraît indiqué de s'en tenir à la dernière solution : la vapeur de mercure donnant suffisamment de radiations monochromatiques intenses.

La lampe adoptée est du type *Philips HP 300* (fig. 1). Elle est constituée essentiellement par une ampoule de quartz de 8 mm de diamètre intérieur et de 40 mm de long, contenant une petite quantité de mercure (18,3 mg environ; densité de remplissage : 1 centigramme par cm^3) et de l'argon sous faible pression.

Deux électrodes cylindriques métalliques distantes de 22 mm amènent le courant. Une troisième, voisine de l'électrode supérieure et reliée à l'autre par une résistance élevée, permet l'amorçage à froid de la décharge. Un ballon de verre entoure le tout, dans le double but de protéger l'ampoule de quartz contre les courants d'air tout en maintenant une température plus élevée, et de protéger l'observateur contre le rayonnement ultra-violet intense émis par la vapeur de mercure.

§ 1^{er}. — FONCTIONNEMENT DE LA LAMPE A VAPEUR DE MERCURE.

Au moment de l'allumage, à froid, la tension de vapeur de mercure est trop basse pour permettre l'établissement d'un arc. Celui-ci s'amorce dans l'argon, entre l'électrode supérieure et l'électrode auxiliaire. La température s'élève alors, le mercure se vaporise et la décharge normale s'établit dans la vapeur de mercure entre les électrodes principales, la « résistance » de la vapeur de mercure (à froid 7 ohms, et à chaud 80 ohms) étant bien inférieure à celle de la résistance de protection (25.000 ohms) de l'électrode auxiliaire. Le régime normal est atteint rapidement (10 à 15 minutes). Au cours de cette période d'allumage, on peut suivre l'élévation progressive de température de la vapeur de mercure en observant corrélativement l'augmentation du flux lumineux émis, ainsi que l'augmentation de résistance (décélée par la diminution progressive de l'intensité du courant et l'augmentation de la tension aux bornes). Les courbes de la figure 2 relatives à ces trois variables (Φ , I et V) montrent par leurs situations respectives la relation existant entre ces divers phénomènes. Deux autres courbes indiquent la variation de la puissance consommée et du $\cos \varphi$.

Pour que la lampe puisse fonctionner, il faut une tension supérieure à la tension d'amorçage V_a (conditionnée par la nature, la température et la densité du gaz, les dimensions et le remplissage de l'ampoule). Lorsque la tension appliquée V est inférieure à V_a la lampe offre une résistance très grande, et lorsque V est supérieure ou égale à V_a , la résistance tombe brusquement à une

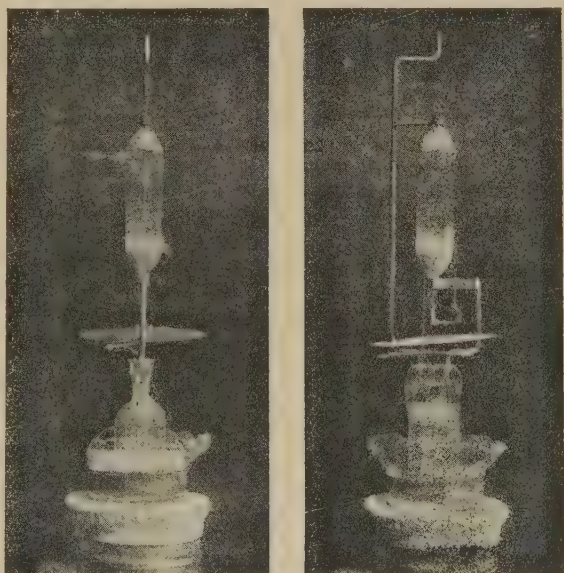


Fig. 1

valeur très faible : parallèlement l'intensité augmente et prendrait une valeur inadmissible. Aussi doit-on utiliser un circuit à impédance élevée pour concilier les deux phases de la décharge, tension élevée pour l'amorçage, courant restreint en court-circuit. Une self en série peut convenir : la solution adoptée par Philips comporte un autotransformateur à dispersion magnétique remplaçant self et transformateur en série.

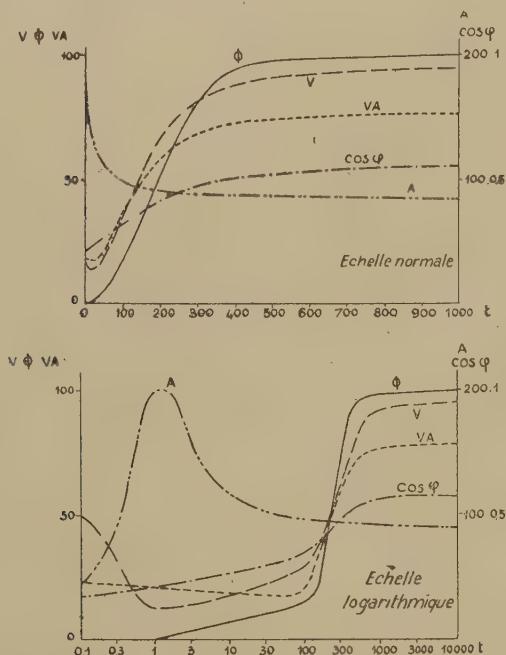


Fig. 2

Les caractéristiques du circuit étant parfaitement déterminées et invariables (échauffement négligeable), il importe de voir la répercussion sur le fonctionnement lumineux de la lampe, des variations des caractéristiques du courant : tension et fréquence, et du vieillissement de la lampe. La courbe de la figure 3 montre la correspondance existant en cours de fonctionnement entre la tension à l'entrée du transformateur d'alimentation et la tension aux bornes de la lampe pour la fréquence 50. L'existence sur cette caractéristique d'une partie rectiligne où la tension secondaire est indépendante de la tension primaire montre que dans ces conditions la lampe fonctionne en « *stabilovolt* ». La lampe étant en série avec une impédance constante, les modifications de la tension appliquée produisent des variations du courant débité qui se traduisent par des translations de la droite de résistance du tube, la tension entre les électrodes restant constante.

L'alimentation prévue pour cette étude devrait permettre de faire varier à volonté et indépendamment l'une de l'autre la fréquence et la tension du courant produit. Une commutatrice alimentée par une batterie d'accumulateurs débite sur un transformateur à secondaires multiples. La manœuvre convenable des rhéostats de champ et d'excitation permet de faire varier dans d'assez grandes limites la vitesse de la commutatrice, donc la fréquence du courant, sans modifier sensiblement la tension alternative induite. On peut d'autre part ajuster celle-ci par le choix du secondaire convenable du transformateur de sortie (volt par volt de 0 à 220 volts) et par le réglage d'un rhéostat en série avec le transformateur de la lampe.

Dans les conditions de fonctionnement précisées plus haut, la température du gaz d'électrons atteint une valeur élevée (environ 35.000° K dans l'axe de l'ampoule) et la

pression est voisine de 12 atmosphères. La décharge se manifeste alors par l'émission de deux spectres : un spectre de raies d'arc, et un spectre continu, (ce dernier toutefois relativement faible). Le spectre d'arc contient essen-

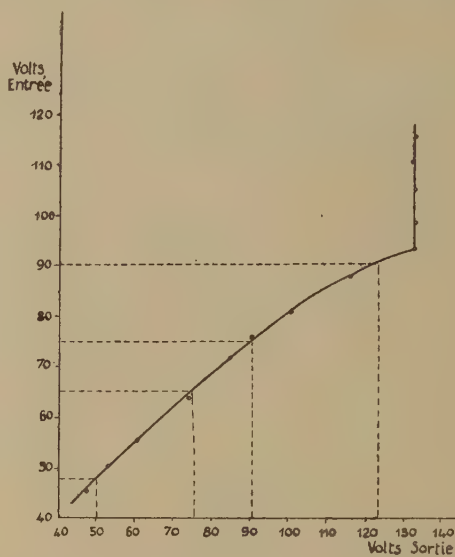


Fig. 3

tiellement des radiations violette, bleue, verte et jaunes dont on trouvera les intensités lumineuses relatives dans le tableau I, en pour cent de l'intensité lumineuse totale.

TABEAU I

Couleur	Bleu	Vert	Jaune	Rouge
λ	4.358	5.461	5.780	6.400
				(moyenne)
Brillance lumineuse : en %	0,71	55,8	43,1	0,39
V_λ	0,0182	0,979	0,878	0,060
				(moyenne)
Brillance énergétique relative	390	571	491	65
Brillance énergétique relative (Krefft) ..	380	585	488	»

Le fond continu prend une valeur appréciable dans l'extrémité rouge du spectre.

RÉPARTITION EN VALEUR RELATIVE DES BRILLANCES SPECTRALES ÉNERGÉTIQUES ET LUMINEUSES DANS L'ARC AU MERCURE. TYPE HP 300.

En ce qui concerne les recherches pratiques et théoriques effectuées sur cette source de lumière, le problème peut-être scindé en deux parties :

- 1° le spectre visible où l'on peut considérer suivant le cas, les brillances énergétiques ou les brillances lumineuses;
- 2° le spectre infra-rouge où seules les brillances énergétiques sont à considérer.

A. — Spectre visible.

Les diverses radiations et le fond continu rouge peuvent être isolés au moyen de filtres SCHOTT. La mesure comporte les opérations suivantes :

- a) comparer au photomètre papilloteur la brillance de l'arc vu à travers un filtre, à sa brillance, nu. Si le facteur de transmission totale du filtre est très faible, il peut être nécessaire de faire appel à un ou plusieurs intermédiaires;
- b) déterminer à la photopile ou à la thermopile le facteur de transmission monochromatique du filtre envisagé;
- c) le quotient de ces deux mesures donne la brillance lumineuse monochromatique cherchée par rapport à la, brillance lumineuse totale. Pour passer aux brillances éner-

gétiques relatives, il suffit de diviser les nombres précédents relatifs aux brillances lumineuses par les coefficients V_λ de la courbe de visibilité pour les longueurs d'onde correspondantes.

Le tableau I groupe ces résultats pour les radiations utilisées par ailleurs.

La dernière colonne donne les brillances énergétiques relatives déterminées par KREFFT [28] pour une pression de 11 atmosphères.

B. — Spectre dans le proche infra-rouge.

L'étude énergétique de ce spectre est susceptible de fournir d'intéressants renseignements sur la répartition de l'énergie dans le spectre continu émis par l'arc au mercure dans ces conditions d'excitation. La méthode comporte les opérations suivantes :

a) déterminer par photométrie photographique la courbe de distribution énergétique dans le spectre infra-rouge de l'arc à Hg;

b) déterminer sur le même spectrographe la même courbe pour une lampe à ruban de tungstène dont on mesure la température de brillance monochromatique $S_{0,665 \mu}$ (à laquelle correspond la température vraie T).

c) connaissant pour cette température T la courbe de répartition énergétique spectrale du corps noir (loi de WIEN) et le pouvoir émissif du tungstène, déterminer à partir de b , la courbe de transmission du spectrographe;

d) la comparaison de a) et de c) permet de tracer la courbe d'émission cherchée pour l'arc à mercure.

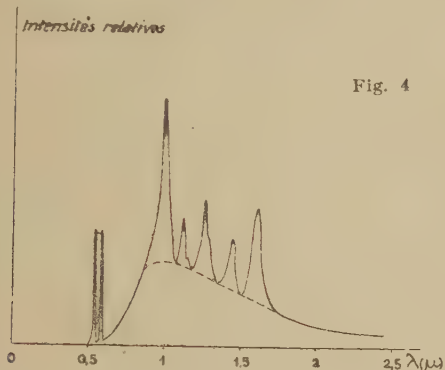


Fig. 4

Le matériel utilisé comprend un spectrographe à miroirs argentés et prisme de verre associé à un miroir plan pour avoir pour chaque longueur d'onde, minimum de déviation et déviation constante. La rotation de l'ensemble prisme-miroir plan fait défiler les diverses images monochromatiques d'une fente d'entrée devant une fente de sortie. Le réglage de la largeur de chacune d'elles agit sur la sélectivité et la sensibilité du spectrographe. Le récepteur est une thermopile linéaire placée dans le plan d'une image réelle de la fente de sortie et perpendiculairement à celle-ci. L'étalonnage en longueur d'onde se fait grâce à la raie D du sodium dans le visible et quelques raies du mercure facilement identifiables dans l'infra-rouge.

La courbe obtenue par cette méthode et reproduite ci-contre (fig. 4) montre, en plus de raies très visibles, un spectre continu qui prend naissance dans le rouge vers $0,66 \mu$. Ce spectre, d'importance considérable dans l'infra-rouge, présente un maximum d'intensité pour une longueur d'onde très voisine (toutes corrections faites) de $1,00 \mu$.

Ces diverses radiations ne peuvent être utilisées que si l'on possède les filtres permettant de les isoler séparément tout en leur laissant une intensité suffisante. Les combinaisons de filtres SCHOTT indiquées donnent une solution satisfaisante de ce problème. Remarquons cependant que le filtre rouge laisse passer une bande assez étendue, mais

ceci n'est pas gênant du point de vue photométrie visuelle, car les diverses radiations qu'elle contient produisent la même sensation colorée.

COURBES ET FACTEURS DE TRANSMISSION DES FILTRES UTILISÉS.

Les divers filtres spécifiés (tableau II) ont été étudiés de deux manières :

a) leur courbe de transmission a été déterminée au moyen du spectrophotomètre enregistreur BOUTRY et GILLOD;

b) leur facteur de transmission pour la radiation monochromatique d'utilisation a été mesuré à la photopile.

TABLEAU II				
Couleur	Bleu	Vert	Jaune	Rouge
λ ...	4.358	5.461	5.770 et 5.790	6.200 à 7.200
Niveau d'énergie initial ..	7,67	7,67	8,83	12,09 à 12,37
Filtres	GG3 4 mm BG12 6 mm	OG5 2 mm BG20 10 mm VG9 4 mm	OG2 2 mm BG23 2 mm VG23 2 mm	RG2 2 mm

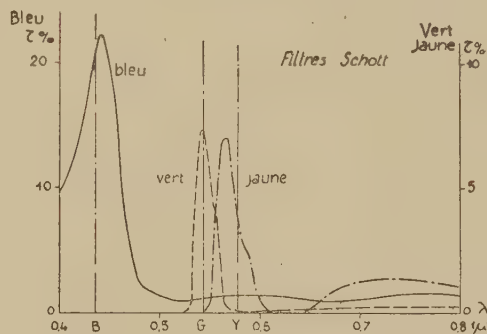
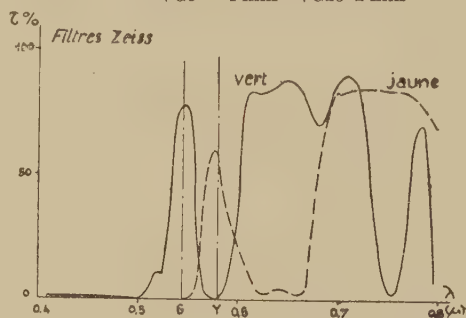


Fig. 5

Les courbes ci-jointes (fig. 5) montrent que les verres ZEISS sont très lumineux mais peu sélectifs, en particulier le filtre vert laisse passer la presque totalité du rouge. Les filtres SCHOTT au contraire sont peu lumineux mais beaucoup plus « monochromatiques ».

Alors que le tracé de la courbe situe respectivement les diverses régions de transparence du filtre considéré, la mesure du facteur de transmission pour une longueur d'onde déterminée permet de mettre cette courbe en place de façon absolue.

En règle générale, à moins de spécification contraire, ce sont les filtres SCHOTT qui ont servi à toutes les mesures dont il sera fait état dans ce travail.

L'observation du diagramme spectral (fig. 6) de la vapeur de mercure nous indique les sauts électroniques caractéristiques des diverses radiations, les niveaux de départ et leur énergie mesurée selon la méthode classique en électron-volt. Ces renseignements sont également consignés dans le tableau II.

Le spectre d'arc du mercure comprend [20] des séries de termes simples et des séries de triplets. Les trois raies violette, bleue et verte constituent précisément l'un de ces triplets par suite de la multiplicité du niveau d'arrivée. Ce triplet appartient à la deuxième série secondaire : $7^3P_n - 6^3S_1$. Les deux raies jaunes sont une raie de

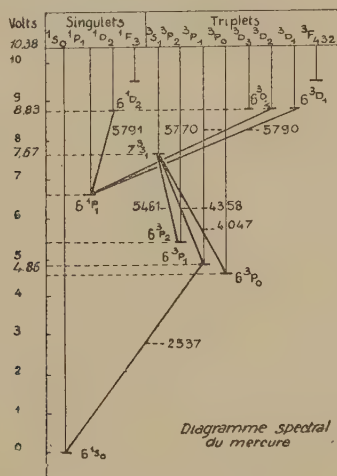


Fig. 6

combinaison (5.770 Å) et un singulet (5.791 Å) très voisin d'ailleurs d'une autre raie de combinaison (5.790 Å) beaucoup plus faible.

L'émission d'un spectre continu implique l'existence dans la vapeur de mercure d'électrons libres de vitesses quelconques, donc d'atomes ionisés. L'énergie correspondante sera donc obligatoirement supérieure à celle nécessaire pour ioniser l'atome.

§ 2. — DISPOSITIF D'ALIMENTATION.

Les mesures entreprises exigeant une bonne définition des caractéristiques du courant d'alimentation, une étude préliminaire du dispositif employé s'est avérée indispensable.

La commutatrice, d'une puissance de 1.500 W, est alimentée par une batterie d'accumulateurs de 120 volts de forte capacité, particulièrement bien entretenue. A une vitesse de rotation de 3.000 t/m correspond un courant alternatif de fréquence 50.

A partir de l'instant où on lance la commutatrice, les divers circuits (en charge normale) s'échauffent et les caractéristiques varient jusqu'à l'obtention de la température de régime en charge. Cette dérive précédant la stabilité moyenne dure environ 2 heures.

Ce régime « stable » étant atteint, il subsiste d'incessantes fluctuations de tension (très faibles) et de fréquence (plus marquées) autour de valeurs moyennes très bien définies.

Le contrôle peut se faire de diverses manières :

A. — CONTRÔLE DIRECT du flux lumineux émis par la lampe à décharge. Une photopile branchée sur un galvanomètre enregistreur reçoit le flux lumineux convenablement affaibli pour obtenir une courbe de réponse à peu près linéaire au voisinage du point de fonctionnement (fig. 7, enregistrement n° 1).

B. — CONTRÔLE INDIRECT :

a) *Contrôle de la tension* : la même photopile reçoit la lumière provenant d'une lampe à filament de carbone de 5 bougies, alimentée en parallèle avec la HP 300. Un étalonnage préalable permet de tarer l'ensemble;

b) *Contrôle de la fréquence* : deux transformateurs

abaisseurs 110 v-12 v, sont alimentés, l'un par le réseau (fréquence contrôlée), l'autre par la commutatrice. Leurs secondaires en série sont reliés à un voltmètre 0-30 volts. Une différence de fréquence se traduit par des battements, ce qui permet de régler aisément la commutatrice. Des variations lentes de N se traduiront par de lentes oscillations du voltmètre, sa position indiquant seulement la différence de phase entre les deux courants. Un tel dispositif s'est révélé très commode pour mesurer des écarts relatifs de la fréquence.

Soit N_0 ($= 50$) celle du réseau et N celle de la commutatrice, la fréquence des battements sera $n = N - N_0$ et

$$\text{la variation relative sera : } \frac{N - N_0}{N_0} = \frac{n}{N_0}$$

En régime « stable », la période des battements est au moins de 4 secondes, soit $n = 1/4$ et $n/N_0 = 1/200$.

En résumé, au bout de deux heures environ, on arrive à un régime à peu près stable. Les valeurs moyennes de tension et de fréquence sont bien constantes, mais il se superpose de légères fluctuations de faible amplitude. Leur existence a été décelée par des variations correspondantes du flux lumineux et c'est ce qui nous a amenés à en entreprendre une étude systématique.

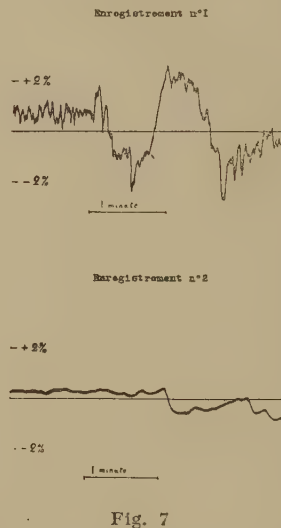


Fig. 7

L'emploi ultérieur d'un transformateur régulateur à fer saturé, branché directement sur le réseau a produit une amélioration très nette (fig. 7, enregistrement 2).

§ 3. — MESURE DES FLUX LUMINEUX.

Comme on le verra par la suite, on est amené à comparer entre eux des flux lumineux d'intensités différentes. Ce qui facilite la tâche, c'est que ces flux sont issus de la même source et conservent rigoureusement les mêmes définitions géométrique et spectrale au cours des diverses mesures. Comme, d'autre part il n'est pas nécessaire de faire des mesures absolues, il est possible d'employer comme récepteur une cellule photoémissive à vide ou un couple photoélectrique.

Un récepteur physique est préférable à l'œil à cause de sa commodité car presque toutes les mesures sont homochromes. Pour les mesures en lumière complexe, les résultats seront corrects en première approximation, la courbe de sensibilité spectrale du couple au sélénium étant voisine de celle de l'œil.

L'étude a porté sur une cellule à vide au césium Philips 3.512 et un couple au sélénium LMT 3.002. Quelques

mots vont rappeler les expériences qui ont servi à justifier les conditions d'emploi réalisées par la suite [6]. Chaque cellule a été introduite successivement dans l'un et l'autre des montages suivants :

a) **MÉTHODE DE ZÉRO** : dans ce cas, la seule qualité exigée du récepteur est d'être fidèle pendant une série de mesures : cette fidélité peut d'ailleurs être aisément contrôlée. Le schéma réalisé est représenté par la figure 8a. Pour une valeur moyenne des flux à mesurer on règle le potentiomètre P de façon que le galvanomètre G soit au zéro. Pour une valeur différente du flux, le galvanomètre dévie, on le ramène au zéro en déplaçant le récepteur par rapport à la source : la variation relative du flux lumineux est alors calculée par la loi du carré des distances.

b) **MÉTHODE DE LA DÉVIATION CONTRÔLÉE** : ici, le montage (fig. 8b) est simplifié. Les variations de flux sont évaluées directement par les déviations du galvanomètre. Ces mesures nécessitent un étalonnage préalable de l'ensemble récepteur-galvanomètre. Les causes d'erreurs sont

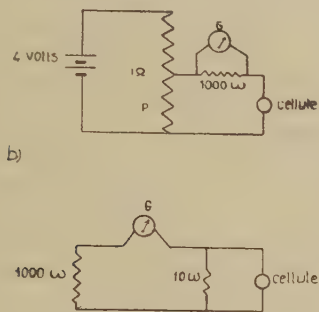


Fig. 8

en effet : non-linéarité de la courbe de réponse du récepteur (2 %), non-proportionnalité des déviations du galvanomètre au courant (8 %), correction de tangente sur l'échelle (2,5 %) (valeurs relatives à notre appareillage).

L'étalonnage a été réalisé en faisant varier le flux lumineux soit par la loi des distances, soit par diaphragmes. Ces divers essais ont donné des mesures cohérentes à 1 % près pour des flux lumineux variant de 1 à 15. Le couple au sélénium avec galvanomètre étalonné a été finalement adopté pour deux raisons : le montage est rigoureusement fixe (ce qui sera d'ailleurs indispensable par la suite) et les mesures sont très rapides.

La résistance de charge du couple doit être très faible (de 0,1 à 10 ohms, suivant la sensibilité désirée). Les flux lumineux ne doivent pas être trop intenses (les éclairagements ont toujours été inférieurs à 300 lux et la courbe de réponse du couple est linéaire à 2 % près jusque vers 500 lux).

Dans la dernière étude, le couple reçoit un flux intermittent. Ce n'est pas exactement la loi de TALBOT qui intervient. En effet, le couple doit donner des indications proportionnelles à la valeur instantanée du flux, mais il n'est pas nécessaire que le coefficient de proportionnalité soit égal au facteur de transmission du disque tournant. En résumé, il n'est pas nécessaire que le couple suive la loi de TALBOT, mais s'il la suit, il conviendra parfaitement. Il existe fort peu de renseignements à ce sujet. Les résultats obtenus semblent prouver que le couple au sélénium remplit la première condition, tout au moins dans le domaine d'utilisation précisé ci-dessus.

§ 4. — VARIATIONS DU FLUX LUMINEUX EN FONCTION DES VARIATIONS DE TENSION ET DE FREQUENCE.

Pour chaque mesure, la tension alternative est ajustée ainsi qu'il a été dit plus haut, et mesurée avec un volt-

mètre de précision (cadre mobile et redresseur). Les erreurs possibles sont de 1 % en valeur absolue et les lectures sont faites à 1/20 de volt près.

La valeur de la fréquence est déduite de la vitesse de la commutatrice (3.000 tours-minute pour 50 périodes). Elle est connue à 1 % près en valeur absolue et les lectures sont faites à 2 t/m près.

Les erreurs relatives sur les variations de tension ou de fréquence sont donc du même ordre de grandeur : environ 1 %. Une valeur déterminée de l'une ou de l'autre de ces variables peut être maintenue constante à 1/2.000 près.

Les résultats obtenus sont traduits par les courbes de la fig. 9. Pour faciliter leur comparaison, on a donné la même valeur arbitraire 100 au flux lumineux correspondant à la tension 110 volts et à la fréquence 50.

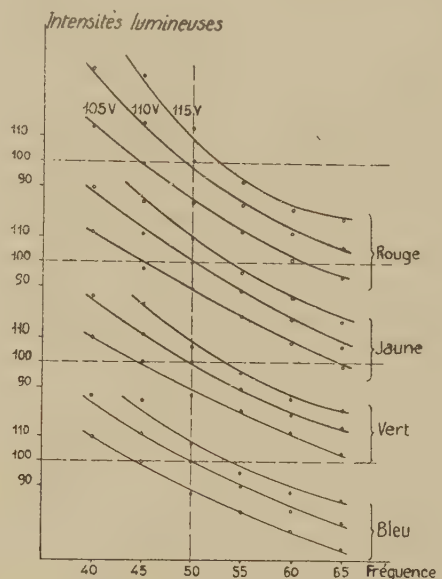


Fig. 9

Il est commode de définir deux coefficients K_v et K_n comme représentant respectivement les sensibilités du flux lumineux vis-à-vis des variations de tension et des variations de fréquence :

$$K_v = \frac{\partial \Phi}{\partial V} : \frac{\partial V}{V} \quad K_n = \frac{\partial \Phi}{\partial N} : \frac{\partial N}{N}$$

Ces valeurs, caractéristiques géométriques des courbes tracées, dépendent évidemment du point considéré. Les valeurs consignées dans le tableau III sont relatives à 110 volts et 50, périodes. Elles ont été calculées à partir des courbes et non à partir des points eux-mêmes, ce qui permet d'éliminer dans une certaine mesure des écarts accidentels. On a reporté dans le même tableau les valeurs de K_v mesurées par la méthode de zéro. On voit que l'accord est satisfaisant. Les mesures ont été faites soit pour le flux total complexe, soit pour les raies bleue, verte et jaunes, soit pour le fond continu rouge.

TABLEAU III

Rayonnement	Bleu	Vert	Jaune	Rouge	Total
K_v (zéro).....	2,30	2,30	2,75	3,44	2,40
K_n (déviations)...	1,29	1,29	1,55	1,84	1,40
K_n (déviations)...	2,31	2,31	2,76	3,45	2,35
K_v/K_n	1,79	1,79	1,78	1,87	1,72

Ces quelques résultats permettent déjà de voir avec quel soin il faudra régler tension et fréquence suivant la précision désirée dans les résultats définitifs, et la marge d'erreur à ne pas dépasser.

Il était intéressant de compléter cette étude sommaire des lampes à décharge type HP 300 par l'étude du fonctionnement même de la lampe :

émission lumineuse instantanée,
tension instantanée aux bornes,
courant instantané,
enfin théorie de la décharge.

Ces questions ont déjà fait l'objet de publications nombreuses et détaillées, en particulier de ELENBAAS [16] aux laboratoires Philips à Eindhoven, principalement en ce qui concerne : la température [16 a], la pression [16 b] et le régime électrique [14].

§ 5. — VARIATIONS DU FLUX LUMINEUX ET DE LA TENSION EN FONCTION DU TEMPS.

Pour étudier dans le détail l'émission lumineuse de la lampe, ce phénomène étant périodique, il suffit d'étudier les variations du flux au cours d'une période. Dans ce qui suit, la « période » (T) représentera la période du courant d'alimentation. Diverses méthodes ont été utilisées.

A. — MÉTHODE DE L'OSCILLOGRAPHÉ CATHODIQUE.

Le flux est recueilli sur une cellule ou sur un couple photoélectrique (l'inertie des couples est assez faible pour suivre correctement une modulation dont la fréquence est inférieure à 500 environ) [6]. La cellule et le couple décrits ci-dessus ont été essayés dans des conditions convenables et l'identité des courbes obtenues justifie leur utilisation.

Le flux lumineux variant périodiquement, il est possible de stabiliser la courbe sur l'écran en synchronisant le balayage de l'oscillographe avec la tension. La courbe

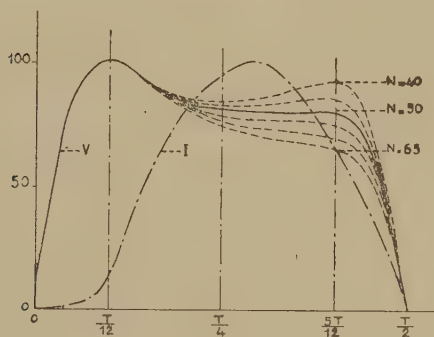


Fig. 10

obtenue semble très voisine d'une sinusoïde, mais la méthode ne permet pas de déceler l'existence d'un flux lumineux permanent. La courbe a été tracée en lumière complexe, bleue, verte et rouge. Dans tous les cas l'aspect est le même, les intensités étant évidemment différentes. Au cas où il existerait un flux continu pour ces diverses radiations on ne peut malheureusement en mesurer l'importance relative par rapport à la portion périodique du flux.

La courbe donnant la tension en fonction du temps présente l'aspect discontinu caractéristique des décharges dans les tubes à gaz [49]. Si l'on relève sur un même graphique les courbes relatives à diverses fréquences, en ayant soin de ramener leur maximum à une même valeur arbitraire 100, on obtient le réseau de la figure 10.

Dans les mêmes axes la courbe représentant les variations de l'intensité du courant en fonction du temps montre nettement que le courant met un certain temps avant d'atteindre une valeur notable.

Il serait intéressant de connaître le déphasage entre le

flux lumineux et la tension. L'oscillographe cathodique ne permet pas de faire cette mesure car l'amplification du courant du couple introduit un déphasage inconnu (dépendant d'ailleurs de la fréquence) et d'autre part la tension engendrée par le couple est insuffisante pour attaquer directement les plaques déflectrices. Seule l'étude stroboscopométrique pourra fournir les renseignements désirés.

B. — MÉTHODE STROBOPHOTOMÉTRIQUE.

a) *Dispositif* : un disque stroboscopique est monté sur l'arbre d'un moteur synchrone alimenté par la commutatrice. Ce moteur tourne à 1.500 tours/minute lorsque la fréquence est 50, c'est-à-dire qu'il a fait un tour complet pour deux périodes. Le disque est muni de quatre fenêtres limitées chacune par deux rayons et deux arcs de cercle : ce sont sensiblement des carrés de 4 mm de côté (fig. 11).

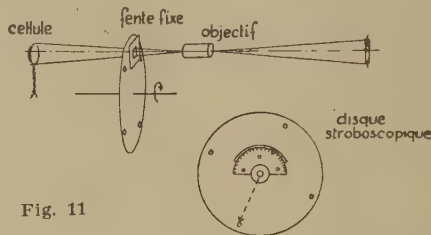


Fig. 11

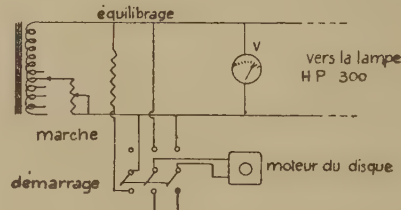


Fig. 11

L'intervalle de temps qui s'écoule entre le passage de deux fenêtres consécutives correspond à $T/2$, c'est-à-dire à une période complète du flux lumineux.

En outre, ce disque peut se déplacer par rapport à un moyeu solidaire de l'arbre du moteur. Ce moyeu porte un index dont les déplacements devant un rapporteur fixé au disque permettent de mesurer le déphasage introduit entre la tension et le passage des fenêtres.

Le courant de démarrage du moteur synchrone étant assez intense (5 ampères) il en résulterait une baisse de tension considérable aux bornes de la commutatrice, ce qui provoquerait l'extinction de la lampe. Pour éviter cet inconvénient, on lance le moteur sur le secteur, et, une fois accroché on le branche sur la commutatrice en supprimant simultanément une résistance d'équilibrage. De cette façon, le régime de la lampe n'est pas modifié au cours des mesures et on peut obtenir une grande stabilité.

On forme de la partie rectiligne de la source lumineuse une petite image sur une fente de 2 mm de large située très près du disque tournant. Le couple est placé en arrière à une distance suffisante pour être complètement couvert par le flux lumineux qui a traversé le dispositif. Sous les réserves faites plus haut quant au fonctionnement de l'ensemble couple-galvanomètre dans de telles conditions, on voit qu'il sera possible de mesurer ainsi en valeur relative le flux lumineux émis par la lampe à chaque instant.

Le rapporteur est gradué en millièmes et les pointés sont faits de 50 en 50. Une courbe a été tracée (en lumière complexe) avec des pointés de 20 en 20; on voit

sur sa reproduction (fig. 12) que les points au nombre de 80 se placent très régulièrement. La possibilité de superposer parfaitement cette courbe avec celle obtenue à l'oscillographe prouve que l'ensemble couple-galvanomètre se comporte comme souhaité et justifie son emploi dans ces conditions. En particulier, l'influence de la largeur de la fente est négligeable.

b). *Mesures* : les diverses courbes obtenues par ce procédé, se rapportent soit au flux lumineux complexe, soit

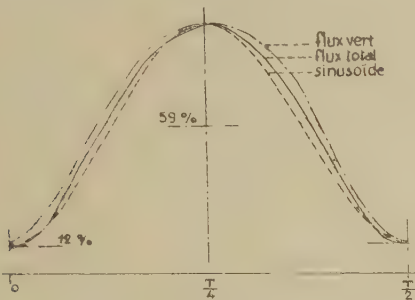


Fig. 12

aux flux monochromatiques vert ou bleu. Aux variations d'intensité près, elles présentent le même aspect. Afin de les comparer plus commodément on a donné aux maxima la valeur arbitraire 100. Une sinusoïde est tracée sur la même figure à titre d'indication. Pour ces mesures, la fréquence était 60.

On remarquera que le minimum de flux est environ de $1/10$ du maximum. La valeur moyenne déduite du calcul de l'aire limitée par la courbe vaut 58,5 % du maximum.

Pour étudier les valeurs instantanées de la tension, on a réalisé un montage électrique analogue au montage optique.

Un mince fil de nichrome ($d = 0,5$ mm) est solidaire du disque stroboscopique et fixé à sa périphérie suivant un rayon. Un fil identique est fixé par l'intermédiaire d'un support isolant au bâti de l'ensemble. Un réglage convenable de la longueur (6 mm) et de la courbure de chacun d'eux permet de réaliser un contact intermittent dont la durée est environ de $T/100$. Le contact se fait à l'instant de la coïncidence des fenêtres fixe et mobile. On arrive par tâtonnements à supprimer presque totalement les vibrations. La constance du contact est vérifiée par la stabilité des déviations du galvanomètre (oscillations maxima : plus ou moins 1 %).

Des essais ont été faits avec des fils d'acier qui donnaient une stabilité encore meilleure à cause de leur plus grande élasticité, malheureusement leur oxydation rapide limitait

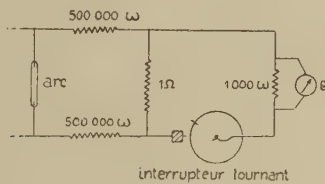


Fig. 13.

leur emploi à des durées très faibles, de l'ordre de quelques minutes. Cet interrupteur est monté en circuit comme l'indique la figure 13.

On remarquera que le contact se trouve établi une fois par tour, c'est-à-dire à des intervalles de temps égaux à $2 T$, ce qui n'est pas gênant. Par contre, d'après sa

constitution, le moteur synchrone peut s'accrocher de quatre manières différentes présentant entre elles des déphasages de $T/2$.

Suivant l'accrochage du moteur la valeur de la tension mesurée se trouve être positive ou négative : on a vérifié pour chaque mesure que les deux déviations trouvées ont effectivement même valeur absolue à 1 % près. On peut donc, par des décalages du disque n'excédant pas un quart de tour obtenir n'importe quel point de la courbe $V = f(t)$. Celle-ci est tracée sur la fig. 14 et présente le même aspect que celle donnée par l'oscillographe. Les mesures ont été faites pour la fréquence 50, on retrouve bien le long palier de la figure 10.

La difficulté de réglage des contacts fait que les points se placent un peu moins bien que pour la courbe

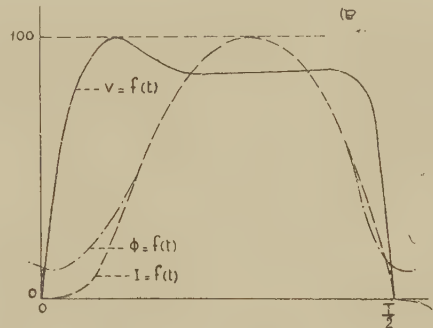


Fig. 14

$\Phi = f(t)$. Ce mode de tracé est vraisemblablement moins précis que le relevé à l'oscillographe. Son seul but est de fournir un ordre de grandeur du déphasage entre le flux et la tension.

Le point où la tension est nulle est défini avec une grande précision $\frac{1}{600} \times \frac{T}{2}$ vu la pente de la courbe en cet endroit.

Le minimum du flux lumineux est connu avec une incertitude un peu plus grande $\frac{1}{300} \times \frac{T}{2}$. On peut toutefois affirmer d'après ces courbes que le minimum

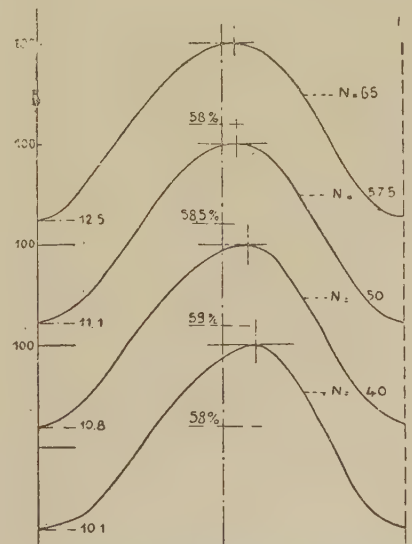


Fig. 15

du flux lumineux a lieu après l'annulation de la tension; le retard a pour valeur approximative $T/100$, valeur connue à 20 % près.

INFLUENCE DE LA FRÉQUENCE SUR LA RÉPARTITION DU FLUX LUMINEUX AU COURS D'UNE DEMI-PÉRIODE.

Les mesures précédentes ont été reprises en ce qui concerne le flux lumineux complexe pour les fréquences 40, 50, 57,5 et 65. Pour comparer aisément les courbes correspondantes on a donné au maximum la valeur arbitraire 100, les minima ayant même abscisse pour chaque courbe (fig. 15).

On constate que les courbes ne sont pas symétriques et que le maximum est d'autant plus décalé dans le sens des retards que la fréquence est plus basse. La valeur relative du minimum semble croître avec la fréquence. L'intensité moyenne pour chaque courbe s'obtient par un calcul d'aires et se trouve être constante (58,5 %) malgré les déformations sensibles. Il résulte de ce fait que l'intensité moyenne d'une part et l'intensité maxima instantanée d'autre part, varient de la même façon en fonction de la fréquence: ce qui se trouve très bien vérifié par des mesures directes (tableau IV).

TABLEAU IV

N	Intensité totale	Intensité maxima	Intensité moyenne
40			58 %
50	72,5	47,5	59 %
57,5	57,5	37,5	58,5 %
65			58 %
K_n	1,38	1,39	

§ 6. — INERTIE DE LA VAPEUR DE MERCURE.

Les résultats ci-dessous résumés montrent qu'il faut attribuer une certaine inertie à la vapeur de mercure.

a) retard du minimum du flux sur le zéro de la tension.

b) diminution absolue du flux total quand la fréquence croît.

c) augmentation relative du flux minimum quand la fréquence croît.

Une nouvelle méthode d'investigation a été mise au point pour vérifier l'existence de cette inertie et si possible la mesurer.

A. — DISPOSITIF.

Le principe de cette méthode consiste à supprimer la tension aux bornes de la lampe pendant une demi-période par période, pendant les alternances négatives de la tension, par exemple. De cette manière, il sera possible d'étudier la décroissance du flux lumineux pendant la demi-période où la tension est supprimée.

Le résultat cherché est obtenu en mettant en série avec la lampe l'intervalle filament-plaque d'une valve. L'intensité à redresser étant assez grande (presque 2 ampères), et la chute de tension devant rester très faible, le choix se porte sur une valve à gaz genre *Tungar*. Cette valve est alimentée par un accumulateur de 4 volts dont le point milieu sert à connecter le circuit de la lampe.

B. — RÉSULTATS.

L'étude à l'oscillographe de la tension appliquée alors aux électrodes de la lampe montre que, pendant la demi-période de coupure, la tension n'est pas nulle (ionisation dans la valve à gaz, courant inverse important). Sa valeur reste heureusement inférieure à la tension d'amorçage et la lampe ne s'allume pas. La courbe relative à l'intensité du courant dans la lampe relevée sur le même gra-

phique (fig. 16), montre bien que pendant la coupure le courant est rigoureusement nul.

D'autre part, le strobophotomètre permet de déterminer la variation du flux lumineux au cours d'une période. Cette courbe (fig. 17) relevée pour deux fréquences différentes (50 et 60) fait ressortir que dans ce cas l'inertie de la vapeur de mercure ne joue pas un rôle appréciable au cours de la décharge, et la courbe du flux

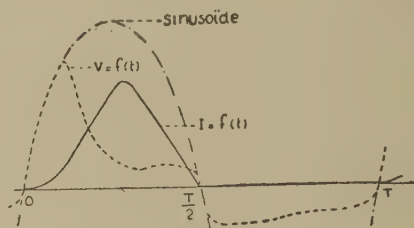


Fig. 16

reproduit assez fidèlement la courbe de l'intensité du courant. Toutefois au moment où celui-ci s'annule, la lampe n'est pas éteinte et la valeur du flux lumineux à cet instant est de 10 % environ du flux maximum. On trouve par exemple pour la fréquence 60 une durée d'extinction de $1/8$ de $T/2$ soit $1/960$ de seconde; pour la fréquence 50, $1/10$ de $T/2$ soit $1/1000$ de seconde.

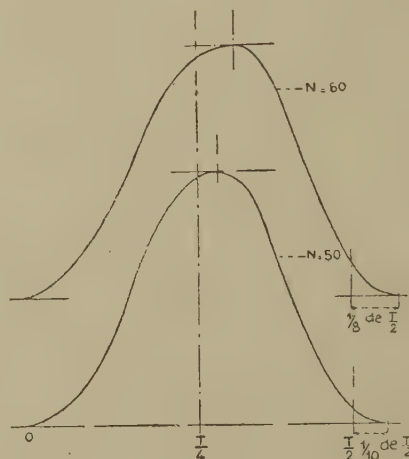


Fig. 17

§ 7. — INTERPRÉTATION DES RESULTATS.

De ces recherches, deux faits essentiels sont à retenir :

- le comportement respectif des diverses raies ou bandes spectrales vis-à-vis de la tension ou de la fréquence.
- l'inertie notable de la vapeur de mercure au point de vue de l'émission du flux lumineux.

A) Quelques considérations théoriques mentionnées brièvement au début de cet article avaient fait prévoir les résultats que l'expérience a confirmés. Au point de vue des variations de flux lumineux des radiations monochromatiques et de la bande spectrale rouge isolées par des filtres précisés plus haut, on peut énoncer les deux lois suivantes :

Pour des variations définies de tension ou de fréquence.

- Deux raies issues du même niveau initial ont leur flux lumineux altéré de la même manière.
- De deux raies issues de niveau initial différent, celle dont le niveau initial est le plus haut a son flux lumineux le plus altéré.

B) L'inertie de la vapeur de mercure mesurée précédemment explique parfaitement qualitativement et quantitativement les modifications constatées sur les courbes relevées au strobophotomètre.

Au moment où la décharge s'amorce, l'excitation et l'ionisation des atomes de mercure sous l'influence du champ électrique provoquent l'émission du flux lumineux. La température s'élève considérablement et à la première cause d'émission s'ajoute l'effet thermique. En effet, lorsque les électrons sont assez rapides et leurs

chocs assez nombreux (par suite d'une élévation de température par exemple) l'énergie mise en jeu dans ces chocs peut être suffisante pour qu'il y ait émission de radiations. Lors de la suppression du courant cet effet thermique seul subsiste tant que la température de la vapeur de mercure est assez élevée : il permet donc d'en suivre le refroidissement. Dès lors, il est aisé de comprendre que plus la fréquence augmente, moins le refroidissement est marqué, donc plus le minimum est élevé en valeur relative.

CHAPITRE II

INTERPRÉTATION THÉORIQUE DES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS

§ 1. — MECANIQUE ELECTRONIQUE DE LA DECHARGE.

Tous les chiffres donnés dans ce chapitre sont des résultats statistiques calculés sur des valeurs moyennes.

Dans l'ampoule de quartz se trouvent des atomes neutres de mercure Hg à l'état de repos, des atomes neutres

plus ou moins excités Hg⁺, des ions Hg⁺ et des électrons. Ces diverses particules sont en équilibre statistique en des proportions très diverses. En particulier la proportion de toutes les particules autres que l'atome neutre Hg est très faible. Du fait de la température élevée, les atomes possèdent une énergie cinétique notable

$$W_e \text{ (atome)} = 3/2 k T_g;$$

k , constante de BOLTZMANN = $1,37 \cdot 10^{-16}$ Ergs-degrés K.
 T_g température du gaz.

Les électrons possèdent une énergie statistique W_e (électron) à laquelle on peut faire correspondre une température d'électrons T_e définie par $W_e = 3/2 k T_e$. Les deux grandeurs ainsi définies peuvent faire image lorsqu'elles ne sont pas trop élevées : le mot température étant un vocable commode pour désigner à un facteur constant près, l'énergie des particules envisagées. C'est dans ce sens que ce mot sera utilisé, sauf indication contraire, au cours de ce chapitre.

Dans un champ électrique, les électrons reçoivent une fraction de leur énergie par chocs et le reste directement par accélération en progressant dans le champ. Les atomes ou molécules ne reçoivent d'énergie que par chocs. Il s'ensuit que : aux basses pressions, où les chocs sont rares, l'énergie donc la température des atomes est faible, par contre, le libre parcours moyen des électrons étant considérable, leur énergie d'accélération l'est aussi et leur énergie est bien supérieure à celle des atomes. Si la pression augmente à régime électrique constant, le nombre de chocs augmente et le libre parcours moyen diminue : donc la température des atomes croît et celle des électrons décroît. Pour des pressions plus élevées les deux températures se rejoignent, celle des électrons restant de très peu supérieure à celle des atomes [26]. Pour la pression élevée existant dans une HP 300 en régime, il est donc possible de parler de la « température », ce mot représentant indifféremment (vu l'incertitude des mesures) l'énergie des électrons ou celle des atomes.

Si l'on peut assimiler le gaz électronique à un gaz parfait (hypothèse qui se trouvera justifiée) le mouvement des électrons correspond à la loi de distribution symétrique des vitesses de MAXWELL. A ce mouvement se superpose une translation d'ensemble due au champ électrique établi. L'électron parcourt entre deux chocs une certaine distance, soit λ_e ce libre parcours moyen me-

suré dans le sens du champ. Le choc se produit entre l'électron et un atome de mercure : plusieurs cas sont à considérer.

a) IL Y A CHOC ÉLASTIQUE.

Dans ce cas le calcul des percussions indique que l'échange possible d'énergie est limité à la fraction

$$K = 4m/M;$$

m , masse de l'électron, M , masse de l'atome de mercure; sa valeur moyenne étant environ 2,66 m/M soit dans ce cas : $K = 7 \cdot 10^{-6}$.

b) IL Y A EXCITATION DE L'ATOME DE MERCURE.

Cette fois l'électron perd une partie de son énergie cinétique correspondant à l'énergie nécessaire pour porter un électron de l'atome rencontré, sur une orbite plus extérieure. Ces sauts électroniques sont en nombre limité et correspondent à des variations d'énergie bien définies : il est donc nécessaire que l'électron initial possède une énergie égale ou supérieure à celle demandée par l'excitation de l'atome W_e .

$$\begin{matrix} \rightarrow \\ W_e \text{ (électron)} \geq W \text{ (Hg)} - W \text{ (Hg)} = W_e \end{matrix}$$

La perte d'énergie de l'électron est alors une fraction notable de son énergie cinétique (elle peut même être totale).

c) IL Y A IONISATION DE L'ATOME DE MERCURE.

Cette fois, le choc chasse un électron de l'atome de mercure, expulsion qui nécessite un travail

$$\begin{matrix} + \\ W_i = W \text{ (Hg)} - W \text{ (Hg)} \end{matrix}$$

ce qui entraîne la condition $W_e \text{ (électron)} \geq W_i$

L'électron de choc peut d'ailleurs perdre une autre partie de son énergie cinétique au profit de l'électron expulsé. Là encore, la fraction d'énergie perdue par l'électron initial est notable et peut même être totale.

Pour les trois catégories de chocs possibles, quelle est la probabilité statistique de réalisation?

$$\begin{matrix} \rightarrow \\ \text{Si } W_e \leq W_e = W \text{ (Hg)} - W \text{ (Hg)} \end{matrix}$$

tous les chocs seront de première espèce. Si $W_e > W_i$ les chocs de seconde et de troisième espèces apparaissent. L'étude des coefficients spécifiques d'ionisation (L. BLOCH, [5]. J. S. TOWNSEND [45]) a montré que les probabilités de ces chocs sont proportionnelles soit à $W_e - W_i$ ou $W_e - W_e$ tant que ces différences restent inférieures à une centaine d'électrons-volts, ce qui est le cas pour une lampe HP 300. Le rapport $1/n$ du nombre de chocs efficaces au nombre total de chocs est de l'ordre de 10^{-4} dans les conditions réalisées et diminue d'ailleurs lorsque la vitesse de l'électron de choc augmente.

Donc sur 10 milliers de chocs environ, un seulement est excitant ou ionisant, les autres étant de première espèce. L'énergie gagnée dans le champ E volts/cm par

l'électron : $W = \lambda_e \cdot E$ va s'accumuler au cours des chocs de première espèce selon la loi suivante K étant le facteur de perte d'énergie par choc élastique.

$$[(w(1-K) + w)(1-K) + w](1-K) + \dots$$

$$(n-1) \text{ termes}$$

$$= w(1-K)^{n-1} + w(1-K)^{n-2} + w(1-K)^{n-3} + \dots$$

$$= w[(1-K)^{n-1} + (1-K)^{n-2} + (1-K)^{n-3} + \dots + (1-K)]$$

$$= w \left[\frac{(1-K)^n - 1}{(1-K) - 1} \right]$$

$$= w \left[\frac{1 - (1-K)^n}{K} \right]$$

comme le produit nK est petit (voisin de 10^{-2}) l'énergie accumulée est sensiblement :

$$w_c = (n-1)w = (n-1)\lambda_e E \approx n\lambda_e E$$

Dans les calculs qui vont suivre pour déterminer l'énergie gagnée par l'électron en remontant le champ il est intéressant de considérer non plus le libre parcours moyen réel λ_e mais un libre parcours moyen fictif : $L_e = n\lambda_e$ effectué en réalité entre deux chocs efficaces.

Le mécanisme de l'émission des diverses radiations lumineuses est le suivant :

a) soit un atome excité Hg par le passage d'un de ses électrons périphériques d'une orbite sur une autre plus externe : son énergie s'est accrue de :

$$w_e = w(\text{Hg}) - w(\text{Hg})$$

Lorsque l'électron revient sur sa trajectoire initiale (ce qui se produit au bout d'un temps très court : 10^{-8} seconde environ) l'atome revenant à son état normal libère la même quantité d'énergie sous forme de radiation lumineuse de fréquence ν déterminée par la relation de PLANCK :

$$h \nu = w_e$$

h = constante de PLANCK = $6,55 \cdot 10^{-27}$ ergs-seconde.

Si on mesure l'énergie w_e par le nombre de volts nécessaires à l'électron de charge e pour acquérir l'énergie $w_e = e V_e$ et si l'on fait apparaître la longueur d'onde λ mesurée en unités Angström du rayonnement émis, cette relation devient :

$$V_e = \frac{12340}{\lambda}$$

b) soit un atome ionisé Hg par la perte d'un électron : son énergie a varié de

$$w_i = w(\text{Hg}) - w(\text{Hg})$$

Au bout d'un temps très court, cet ion va capter un électron de vitesse v possédant une énergie cinétique $w = 1/2 m_e v^2$. L'atome redevenant neutre cède sous forme de rayonnement l'énergie en excès correspondant à un potentiel :

$$V = \frac{w - w_i}{e}$$

En particulier, les radiations visibles du spectre continu situées dans la zone de transparence du filtre rouge utilisés soit de 6200 Å à 7200 Å correspondent à des apports d'énergie (mesurés en volts) compris entre

$$\frac{12340}{7200} = 1,71 \text{ v et } \frac{12340}{6200} = 1,99 \text{ v}$$

L'énergie que doit posséder l'électron de choc est alors comprise entre :

$$10,38 \text{ v} + 1,71 \text{ v} = 12,09 \text{ v}$$

$$\text{et } 10,38 \text{ v} + 1,99 \text{ v} = 12,37 \text{ v}$$

10,38 v représentant l'énergie d'ionisation de l'atome (Hg). La valeur moyenne admise par la suite pour l'en-

semble du rouge visible est 12,23 v. Le mouvement des électrons au sein de la décharge peut se décomposer comme suit :

a) distribution isotrope de vitesses conformément à la loi de MAXWELL : hypothèse justifiée par la valeur déterminée ultérieurement pour le libre parcours moyen qui permet d'assimiler la vapeur de mercure à un gaz parfait.

b) translation dans la direction du champ.

a) la théorie cinétique des gaz donne pour vitesse quadratique moyenne des électrons la valeur

$$U_e = \sqrt{\frac{3 k T}{m}}$$

à laquelle correspond l'énergie cinétique moyenne.

$$W_e = 1/2 m U_e^2 = 3/2 k T$$

La distribution étant isotrope, les composantes sur les trois axes sont égales, soient u_x, u_y, u_z et se déterminent par les relations :

$$u_x = u_y = u_z$$

$$u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 = U_e^2$$

$$u_x = \sqrt{\frac{k T}{m}}$$

La loi de MAXWELL indique en outre que la vitesse la plus probable a pour valeur :

$$v_p = \sqrt{\frac{2 k T}{m}} = \sqrt{\frac{2}{3}} U_e$$

b) L'électron placé dans un champ de E volts/cm est soumis à une force eE . Entre deux chocs efficaces successifs, il parcourt le chemin L_e et acquiert l'énergie eEL_e : la répartition des vitesses dans le sens du champ étant uniforme, l'énergie moyenne a pour valeur $eEL_e/2$ et il lui correspond une vitesse moyenne v telle que

$$1/2 m v^2 = eEL_e/2$$

soit

$$v = \sqrt{\frac{e}{m} EL_e}$$

En plaçant l'axe des x dans le sens du champ les composantes sont :

$$v_x = \sqrt{\frac{e}{m} EL_e} \quad v_y = 0 \quad v_z = 0$$

Le mouvement d'ensemble se caractérise donc par la distribution suivante de vitesses :

$$\text{sur } ox \quad \sqrt{\frac{k T}{m}} + \sqrt{\frac{e}{m} EL_e}$$

$$\text{sur } oy \quad \sqrt{\frac{k T}{m}} + 0$$

$$\text{sur } oz \quad \sqrt{\frac{k T}{m}} + 0$$

La vitesse efficace U'_e en présence du champ électrique est donnée par la relation :

$$U_e'^2 = \left(\sqrt{\frac{k T}{m}} + \sqrt{\frac{e}{m} EL_e} \right)^2 + \frac{k T}{m} + \frac{k T}{m}$$

$$= \frac{3 k T}{m} + \frac{2}{m} \sqrt{k T e E L_e} + \frac{e}{m} E L_e \quad (1)$$

le premier terme n'étant autre que le carré de la vitesse efficace U_e en l'absence de champ, les deux autres étant des termes correctifs dûs au champ E .

La vitesse la plus probable de cette nouvelle distribution s'obtiendra en remplaçant dans le calcul la vitesse efficace de MAXWELL par la vitesse la plus probable de Maxwell

$$v_p = \sqrt{\frac{2}{3}} U_e$$

soit :

$$\begin{aligned} v_{px} &= \sqrt{\frac{2}{3}} u_x \\ v_{py} &= \sqrt{\frac{2}{3}} u_y \\ v_{pz} &= \sqrt{\frac{2}{3}} u_z \end{aligned}$$

d'où :

$$\begin{aligned} v_{pz}^2 &= \left[\sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{kT}{m}} + \sqrt{\frac{e}{m} E L_e} \right]^2 + \frac{2}{3} \frac{kT}{m} + \frac{2}{3} \frac{kT}{m} \\ &= 2 \frac{kT}{m} + \frac{2}{m} \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{kT E L_e} + \frac{e}{m} E L_e \end{aligned}$$

l'énergie la plus probable caractérisée par le potentiel V_p s'en déduit par la relation :

$$\frac{1}{2} m v_{pz}^2 = e V_p$$

d'où :

$$V_p = \frac{kT}{e} + \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{kT}{e} E L_e} + \frac{E L_e}{2} \quad (2)$$

la longueur d'onde de la radiation correspondante du spectre continu est (V_i étant le potentiel d'ionisation) :

$$\lambda_p = \frac{12340}{V_p - V_i} \quad (3)$$

elle correspond au maximum d'intensité du spectre puisque c'est elle qui est émise avec la plus grande probabilité.

Etant donnée la loi de distribution des vitesses, le spectre continu existe, théoriquement du moins, quelles que soient les conditions de l'excitation. Pour une énergie cinétique moyenne des électrons comprise entre W_e et W_i la raie d'excitation W_e est émise avec une certaine intensité, mais le spectre continu est très faible. Si au contraire l'énergie moyenne est supérieure à W_i , le nombre des électrons à grande vitesse augmente considérablement et l'intensité du spectre continu augmente en proportion. Quant au spectre de raies son intensité augmente mais beaucoup moins car la probabilité d'échange énergétique quantifié entre un atome et un électron diminue très rapidement dès que l'énergie de l'électron diffère quelque peu du quantum que l'atome est susceptible de fixer. La présence de nombreux électrons à grande vitesse ne favorisera donc pas l'émission des spectres de raies : certaines séries mêmes (correspondant aux faibles excitations) pourront voir leur intensité diminuer.

En fait pour la vapeur de mercure :

a) aux basses pressions (quelques millimètres de mercure), la raie de résonance (2.356) est très intense, la deuxième série secondaire (4.358 — 5.461) apparaît. Il n'y a pas de spectre continu décelable.

b) aux moyennes pressions (1 atmosphère) la deuxième série secondaire se développe et les raies de combinaisons apparaissent (5.770 et 5.790). Le spectre continu prend naissance.

c) aux pressions élevées (12 atmosphères) la raie de résonance diminue, la deuxième série secondaire et les raies de combinaisons se développent; le spectre continu s'étend dans la partie rouge du spectre visible.

d) aux très hautes pressions (200 atmosphères) la raie de résonance disparaît, la deuxième série secondaire s'atténue et le spectre continu s'étend dans tout le visible.

La relation (1) permet de calculer la valeur moyenne V_m du potentiel qui sert à évaluer l'énergie cinétique des électrons. En admettant une température de 35.000°K (voir le § 3 du présent chapitre) on trouve :

$$e V_m = \frac{1}{2} m U_e^2$$

soit :

$$V_m = \frac{1}{2} \frac{m}{e} U_e^2$$

d'où :

$$V_m = \frac{3}{2} \frac{kT}{e} + \sqrt{\frac{kT}{e} E L_e} + \frac{E L_e}{2} = 4,5 + 5,55 + 5,12 = 15,17$$

électrons-volts.

Cette énergie moyenne étant nettement supérieure à l'énergie d'ionisation $W_i = 10,38$, il s'ensuit que les conditions d'excitation sont favorables au développement du spectre continu.

§ 2. — INFLUENCE DES VARIATIONS DE TENSION SUR L'INTENSITE DES DIVERSES RADIATIONS MONOCHROMATIQUES.

Les niveaux de départ des électrons lors de l'émission d'une radiation lumineuse et l'énergie nécessaire pour exciter un atome sur ce niveau à partir de l'état de repos ont été précisés précédemment. Le flux lumineux total émis par une radiation est proportionnel au nombre d'atomes excités sur le niveau initial correspondant. Dans les conditions courantes des décharges dans les gaz le nombre d'atomes excités est toujours très faible (du fait même de leur courte durée de vie). Si N_0 est le nombre d'atomes au repos, c'est-à-dire en pratique le nombre total d'atomes, g_k un facteur caractéristique du niveau et k la constante de BOLTMANN ($1,37 \cdot 10^{-16}$ ergs-degrés K); le nombre N de ceux qui sont excités sur le niveau k d'énergie eV_k peut se calculer par la formule :

$$N = N_0 g_k e^{-\frac{eV_k}{kT}}$$

employée couramment par W. ELENBAAS dans ses calculs sur les lampes à vapeur de mercure haute pression.

Mais le nombre N_0 d'atomes au repos en chaque point dépend de la température et de la pression : il est proportionnel à P/T , donc indépendant des variations de température si l'on assimile la vapeur de mercure à un gaz parfait.

Les variations d'excitation vont se traduire par des variations de température dT . Le nombre d'atomes excités sur le niveau k va varier de dN :

$$dN = N_0 g_k e^{-\frac{eV_k}{kT}} \frac{eV_k}{kT^2} dT$$

soit :

$$\frac{dN}{N} = \frac{eV_k}{kT} \times \frac{dT}{T}$$

Si on agit sur l'excitation en modifiant la tension V aux bornes de dV , la température de la décharge variera de dT : il faut chercher à évaluer dT/T en fonction de dV/V . Or l'énergie acquise par un électron sur un parcours donné (on verra plus loin que le libre parcours moyen λ_e est indépendant de la température) est proportionnelle à la tension accélératrice $W_e = eV$. La température cinétique des électrons est proportionnelle à leur énergie : $W_e = 3/2 kT$. De ces deux relations on tire :

$$\frac{dT}{T} = \frac{dW_e}{W_e} = \frac{dV}{V}$$

Le coefficient $k_v = d\Phi/\Phi : dV/V$ accessible directement à l'expérience (chapitre I) est égal à

$$\frac{dN}{N} : \frac{dV}{V} = \frac{eV_k}{kT}$$

Pour un régime donné de la lampe, donc pour une température déterminée, ce coefficient est proportionnel à la

valeur V_k qui caractérise le niveau initial de la radiation considérée. La détermination en valeur absolue de K_v nécessite une estimation de la température cinétique des électrons dans la décharge.

Par contre, la constance du rapport K_v/V_k se vérifie sans faire intervenir une valeur plus ou moins incertaine de la température.

raies	bleue	verte	jaunes	rouge
V_k	7,67	7,67	8,84	12,23
K_v	2,31	2,31	2,75	3,44
K_v/V_k	0,301	0,301	0,311	0,280

Pour le rouge toutefois la valeur de K_v mesurée semble nettement trop faible. J'ai donc été amené à voir de plus près ce qui se passait dans ce cas particulier. En réalité, la lumière isolée par le filtre rouge ne provient pas seulement de l'arc, mais aussi de l'électrode supérieure portée à une température voisine de 2000°K (mesurée au pyromètre RIBAUD). A cette température, le rayonnement ne comporte pratiquement que du rouge.

Le montage représenté par la figure 18 permet de mesurer séparément l'intensité lumineuse rouge totale et celle de l'arc seul, en arrêtant les rayons issus de l'électrode supérieure par un écran qui en masque l'image réelle



Fig. 18. — La lentille L_1 donne une image S_1 de l'arc S . L'électrode chaude est masquée par l'écran E . La lentille L_2 envoie l'image de S_1 à l'infini et donne de L_1 une image sur la photopile.

intermédiaire. Les mesures montrent que la lumière rouge émise par l'électrode intervient pour 8 % dans le rayonnement total. Il est logique de supposer que la température de l'électrode dépend très peu du régime de l'arc, donc de supposer son rayonnement constant.

Le flux mesuré Φ' est la somme de deux parties, l'une variable Φ , de coefficient K_v , et l'autre constante Φ_0 . Le coefficient de l'ensemble K'_v est donné par l'expérience :

$$\Phi' = \Phi + \Phi_0$$

$$\frac{d\Phi}{\Phi} : \frac{dV}{V} = K_v \quad \frac{d\Phi'}{\Phi'} : \frac{dV}{V} = K'_v$$

or :

$$\frac{d\Phi'}{\Phi'} = \frac{d\Phi}{\Phi + \Phi_0} = \frac{d\Phi}{\Phi} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Phi_0}{\Phi}}$$

d'où :

$$K_v = K'_v \left(1 + \frac{\Phi_0}{\Phi} \right)$$

avec :

$$K'_v = 3,44 \quad \text{et} \quad \frac{\Phi_0 + \Phi}{\Phi} = \frac{100}{92}$$

on trouve : $K_v = 3,74$

K_v

d'où : $\frac{K_v}{V_k} = 0,305$, en bon accord avec les autres valeurs.

§ 3. — ESTIMATIONS DIVERSES DE LA TEMPERATURE ET SA REPARTITION AU SEIN DE LA DECHARGE.

Peut-on évaluer d'abord la température moyenne de la vapeur de mercure ? En régime, le mercure est entièrement vaporisé : à la température élevée qui règne dans

l'ampoule, on peut assimiler cette vapeur sèche à un gaz parfait pour lequel on peut écrire :

$$m = V a_0 d P \frac{273}{T}$$

P en atmosphères, T en degrés K°.

Or, on sait que dans les conditions normales ($P = 1$; $T = 273$) la molécule-gramme de mercure ($m = 200$ gr.) occupe un volume de 22,4 litres; soit (en mg et cm^3) :

$$200.000 = 22.400 a_0 d$$

$$\text{d'où :} \quad a_0 d = \frac{1000}{112}$$

Pour l'ampoule de quartz de la lampe HP 300 :

$$V = 1,83 \text{ cm}^3 \text{ et } m = 18,3 \text{ mg}$$

$$\text{donc :} \quad 18,3 = 1,83 a_0 d P \frac{273}{T}$$

et en remplaçant $a_0 d$ par sa valeur : $T = 244 P$

D'après les renseignements fournis par le fabricant, la pression en fonctionnement est voisine de 12 atmosphères, avec naturellement des écarts de construction d'une lampe à l'autre. On en déduit pour la température moyenne la valeur de 2.900°K environ.

Cette température serait celle à laquelle devrait se trouver la vapeur de mercure si la température était uniforme à l'intérieur du tube. Or, il n'en est rien, et d'après la répartition des brillances au sein de la décharge il est possible de calculer la forme de la courbe donnant la répartition des températures. La condition de limite exprimera que la masse de mercure est la même dans les deux cas.

Pour un volume élémentaire dv du gaz, la masse est proportionnelle à dv/T , et pour une tranche de hauteur unité, proportionnelle à ds/T . (Le tube est en régime la pression est constante et uniforme.) Divisons le volume total en cylindres concentriques, la masse de gaz contenu dans une couronne sera (C étant un facteur de proportionnalité),

$$\frac{C \cdot ds}{T} = \frac{C \cdot 2 \pi x dx}{T} \quad \text{dont l'intégration}$$

$$C \cdot 2 \int_0^r \frac{x dx}{T}$$

donnera la masse totale :

$$m = C \frac{\pi r^2}{T_m}$$

T_m étant la température moyenne évaluée précédemment. d'où :

$$2 \int_0^r \frac{x dx}{T} = \frac{r^2}{T_m}$$

Il est donc logique de construire la courbe de répartition des températures avec en abscisse les carrés r^2 des distances à l'axe et en ordonnée l'inverse des températures. L'intégrale cherchée représente l'aire limitée par la courbe entre l'axe des $1/T$ et la parallèle d'abscisse r^2 .

En un point d'abscisse x , la température est T et la brillance pour une radiation donnée est proportionnelle à :

$$N = N_0 g_k e^{-\frac{ev}{KT}}$$

mais N_0 est proportionnelle à : $1/T$ d'où, en posant $1/T = y$:

$$B = K_1 y e^{-K_2 y} \quad (K_1 \text{ et } K_2 \text{ constantes})$$

Or l'expérience donne la loi de variation de la brillance B en fonction de la distance x à l'axe du tube.

En utilisant ces diverses relations il est possible de déterminer par tâtonnements une valeur approchée de la température dans l'axe du tube, et de sa distribution.

Voici les opérations successives à réaliser :

1° Supposer une valeur T_M pour température axiale et lui faire correspondre par définition la brillance 100. En déduire les brillances correspondantes pour toute une série de températures inférieures à T_M .

2° D'après la courbe expérimentale $B = f(x)$ et le tableau précédent, tracer la courbe $1/T = f(x^2)$.

3° L'intégrale définie précédemment relative à cette courbe permet d'évaluer la température moyenne T_m .

Quelques essais successifs conduisent à une valeur de T_M pour laquelle la température moyenne T_m correspondante est celle déduite de la pression et de la masse de mercure contenue dans le tube.

RÉPARTITION DES BRILLANCES AU SEIN DE LA DÉCHARGE.

La brillance de l'arc à vapeur de mercure est loin d'être uniforme. Par suite de la valeur élevée de la pression, il y a contraction de la décharge dans l'axe du tube. Celui-ci, dont la paroi en quartz a 1 mm d'épaisseur, a un diamètre intérieur de 8 mm. Un objectif achromatique de courte distance focale en donne une image très agrandie. Une photopile masquée par un écran percé d'une fente étroite peut-être déplacée transversalement dans le plan de cette image. Avec interposition successive des filtres utilisés, il sera donc possible de mesurer en valeur relative la répartition des brillances monochromatiques au sein du tube.

Cette détermination toute simple en apparence présente toutefois de nombreuses difficultés. L'arc en particulier n'est pas stable et la zone de contraction se déplace à l'intérieur du tube. De même les fluctuations de la tension d'alimentation produisent une contraction ou une dilatation apparente de la décharge. Ces deux phénomènes simultanés rendent pratiquement impossible l'exploration photométrique transversale de la décharge. Les observations doivent être simultanées sur toute la largeur du tube. La photographie instantanée semble être une solution satisfaisante sous les réserves indispensables en photométrie photographique. Elles concernent la possibilité d'avoir sur la plaque des densités proportionnelles aux luminations. Etant donné le type de plaque, la nature du révélateur, la température et la durée du développement, il faut déterminer pour une ouverture imposée, le temps de pose qui donnera des densités situées sur la partie rectiligne de la caractéristique de la plaque.

Le matériel utilisé est le suivant :

Objectif achromatique *Quatryl* Krüss de 220 mm de focale ouvert à $F: 4,5$ — image grandie 15 fois. Plaques panchromatiques *Crumière* 13×18 . Révélateur *génohydroquinone* normal dilué de 1/4 d'eau pour développement en 5 minutes à 20°.

Les temps de pose après tâtonnements ont été fixés comme suit :

filtre vert	1/50 de seconde
filtre jaune	1/100 —
filtre rouge	1/2 —

Les clichés ainsi obtenus présentent une gamme de densités comparables. Leur dépouillement s'effectue au moyen du dispositif classique : une batterie d'accumulateurs alimente une lampe à ruban dont un objectif forme une image sur une fente. Un second objectif en forme une bonne image fixe dans le plan de la plaque et le flux lumineux transmis est recueilli par une photopile. L'argent réduit qui constitue l'émulsion après développement forme un filtre à peu près neutre, mais il est toutefois préférable de faire l'examen de la plaque en lumière monochromatique.

D'autres corrections sont à faire, qui concernent les distances mesurées sur la plaque et les distances vraies dans

le tube : corrections dues à la réfraction dans la paroi de quartz. Le calcul en est aisé si l'on suppose cette paroi cylindrique et d'épaisseur constante. La correction est alors nulle.

Toutes corrections effectuées on obtient les courbes de la figure 19. Celle relative au filtre vert est représentée en entier : les courbes relatives au jaune et au rouge se situent entièrement au-dessous : seuls les débuts en ont été tracés avec des abscisses multipliées par 4.

L'incertitude sur les résultats est assez grande pour deux raisons principales : la brillance mesurée en un point n'est pas due uniquement à la décharge en ce point mais aussi à des lumières réfléchies ou diffusées par la surface du tube de quartz. Les déterminations sensitométriques sont très délicates à réaliser et à interpréter. De ces résultats il ressort à première vue que la décharge est très contractée et que si l'on isole une bande centrale de largeur d , le flux lumineux qu'elle rayonne (qui se mesure

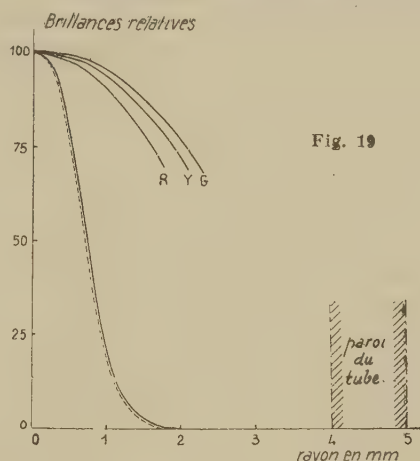


Fig. 19

d'après l'intégrale de la courbe précédente) représente en % du flux total :

D mm	2	3	4	8
τ %	93	99	100-ε	100

Cette distribution concorde avec celle trouvée par le calcul en 1934 par ELENBAAS [16 a] : la figure reproduit en pointillé la courbe traduisant sa formule.

DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DANS L'AXE.

A. — Divers essais successifs de la méthode décrite plus haut conduisent à admettre une température axiale de $30.000^\circ \text{K} \pm 7.000^\circ \text{K}$. On en déduit une répartition des températures conforme aux courbes de la figure 20 tracées, l'une en r^2 et $1/T$, l'autre en r et T . La valeur moyenne en $10^4/T$ est 3,5, ce qui correspond à une température moyenne définie comme précédemment de $10^4/3,5 = 2.860^\circ \text{K}$. L'incertitude indiquée sur la température axiale est élevée car une variation même importante de celle-ci ne modifie que fort peu T_m , ce qui est l'inconvénient principal de cette méthode pour remonter de T_m à T_M .

B. — L'étude du spectre continu situe le maximum du spectre infra-rouge à 1μ , ce qui correspond à une température T_M que l'on peut déterminer à partir des formules (2) et (3).

La formule (3) devient :

$$10^4 V_p - 10^4 V_i - 12.340 = 0 \quad (4)$$

or $k/e = 0,862 \cdot 10^{-4} \text{ eV} = 130/2,2 = 59,1 \text{ volts/cm}$, la tension entre les électrodes étant de 130 volts en régime normal et $L_e = 0,173 \text{ cm}$; valeur indépendante du régime (voir fin de ce chapitre) d'où :

$$V_p = 0,862 \cdot 10^{-4} T + 0,02428 \sqrt{T} + 5,12 \text{ (d'après 2)}$$

en portant cette expression dans (4) il vient :

$$0,862 T + 242,8 \sqrt{T} - 64,940 = 0$$

équation du second degré en $\sqrt{T}$ qui admet pour racine positive :

$$\sqrt{T} = 167,9 \text{ soit } T = 28.100^\circ \text{ K}$$

La température ainsi déterminée ne correspond pas à l'axe de la décharge. En effet, la fente du spectrographe est assez largement ouverte, pour capter une énergie suffisante : sa largeur correspond à une bande de 0,5 mm de part et d'autre de l'axe de la décharge. Il s'ensuit que le spectrographe reçoit du rayonnement de régions à température moins élevée que dans l'axe pour lesquelles le maximum du spectre continu se trouve décalé vers les grandes longueurs d'onde. Il paraît difficile à priori de calculer la température axiale à partir de la température déterminée ci-dessus. On peut toutefois estimer d'après les figures 19 et 20 et la largeur de décharge utilisée, que la

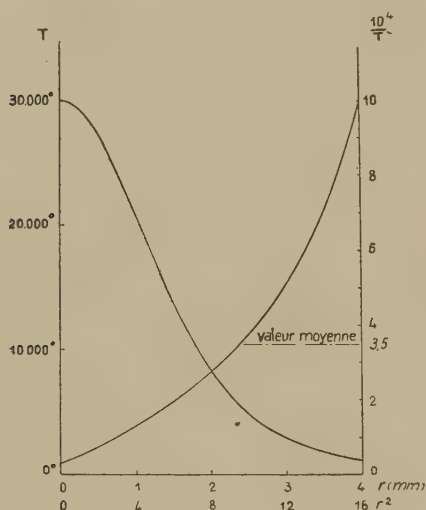


Fig. 20

température axiale dépasse de quelque 5.000° K la valeur trouvée, soit :

$$T_m = 33.000^\circ \text{ K} \pm 7.000^\circ \text{ K}.$$

Ici encore l'incertitude est élevée, la détermination du maximum assez aplati de la courbe de rayonnement énergétique du spectre continu dans le proche infra-rouge étant une question délicate.

C. — On peut déterminer d'une façon approchée la température axiale en employant un raisonnement utilisé en 1942 par ELENBAAS [16 d].

La brillance d'une raie est

$$B = \frac{K}{T} e^{-\frac{eV}{kT}}$$

où en évaluant T en degrés absolus et V en volts e/k vaut 11.600 d'où :

$$B = \frac{K}{T} e^{-\frac{11.600 V}{T}}$$

pour une radiation donnée (V_1 déterminé) les brillances dans l'axe ($r = 0$) et à une distance r de l'axe sont :

$$B_M = \frac{K}{T_M} \times e^{-\frac{11.600 V_1}{T_M}}$$

et

$$B_r = \frac{K}{T_r} \times e^{-\frac{11.600 V_1}{T_r}}$$

d'où :

$$\frac{B_M}{B_r} = \frac{T_r}{T_M} \times e^{11.600 V_1 \left(\frac{T_M - T_r}{T_M T_r} \right)}$$

soit en prenant les logarithmes népériens :

$$\text{Log } \frac{B_M}{B_r} = 11.600 V_1 \frac{T_M - T_r}{T_M T_r} - \text{Log } \frac{T_M}{T_r}$$

Ce logarithme du rapport des brillances est une fonction linéaire de V de la forme

$$\text{Log } \frac{B_M}{B_r} = a V - \text{Log } b$$

Au moyen de déterminations faites aux mêmes points ($r = 0$ et r) pour plusieurs radiations différentes, on possède un groupe d'équations à deux inconnues a et b que l'on peut résoudre par la méthode des moindres carrés, ce qui donne les valeurs moyennes pour a et b . De là, en éliminant T_r entre les deux relations :

$$a = 11.600 \frac{T_M - T_r}{T_M T_r} \quad b = \frac{T_M}{T_r}$$

on passe à :

$$T_M = \frac{11.600 (b - 1)}{a}$$

et si l'on veut :

$$T_r = \frac{T_M}{b}$$

La résolution de ce système donne :

$$T_M = 35.160^\circ \text{ K} \pm 4.000^\circ \text{ K}$$

$$\text{et } T_r = 33.000^\circ \text{ K}$$

pour $r = 0,333 \text{ cm}$

les résultats indépendants étant :

$$32.600^\circ \text{ K} \quad 36.700^\circ \text{ K} \quad 41.000^\circ \text{ K}$$

D. — Une dernière méthode consiste à déduire la température du coefficient K_v de variations de flux aux variations de tension. Comme on l'a vu précédemment, ce coefficient a pour valeur :

$$K_v = \frac{e V}{k T}$$

soit pour les trois rayonnements utilisés :

V	7,67	8,83	12,23
K_v	2,31	2,75	3,74
T	38.500	37.200	38.000 $\pm 3.000^\circ \text{ K}$

En résumé, les quatre méthodes utilisées donnent les résultats suivants :

- a) $30.000^\circ \text{ K} \pm 7.000^\circ \text{ K}$
- b) $33.000^\circ \text{ K} \pm 7.000^\circ \text{ K}$
- c) $35.000^\circ \text{ K} \pm 4.000^\circ \text{ K}$
- d) $38.000^\circ \text{ K} \pm 3.000^\circ \text{ K}$

En adoptant pour moyenne :

$$35.000^\circ \text{ K} \pm 5.000^\circ \text{ K}$$

on englobe à peu près toutes les valeurs expérimentales. L'incertitude finale resté très élevée, néanmoins, vu les difficultés inhérentes à chaque méthode on peut considérer l'accord comme satisfaisant.

ELENBAAS par la méthode « C » avait déterminé en 1942 la température axiale d'un tube de 20,5 mm de rayon rempli à la pression atmosphérique et consommant 35 watts par cm. La température admise était 8.400° K , les résultats s'échelonnant de 5.300° K à 14.400° K . La décharge étant ici à pression beaucoup plus forte et beaucoup plus contractée, il paraît normal de trouver une température nettement supérieure.

§ 4. — LIBRE PARCOURS MOYEN DE L'ELECTRON.

Etant donnée la distribution maxwellienne admise pour les vitesses, il y aura, quelle que soit l'excitation, des électrons dont l'énergie cinétique W sera égale à l'énergie W_e nécessaire pour exciter l'atome de mercure sur un certain niveau k et provoquer l'émission de la raie correspondante. Pour une excitation déterminée, il existe une vitesse plus probable, donc une énergie la plus probable :

$$W_p = \frac{1}{2} m v_p^2$$

Si tous les électrons possédaient cette énergie, il y aurait discontinuité brusque dans l'intensité de la raie correspondante pour la valeur $W_{ip} = W_e$. En fait, cette discontinuité est remplacée par une courbe dont le calcul permet de se faire une idée.

Soit dn/N la proportion d'électrons ayant une vitesse comprise entre v et $v + dv$, la loi de MAXWELL exprime que :

$$\frac{dn}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_p} \right)^2 \times e^{-\left(\frac{v}{v_p} \right)^2} \frac{dv}{v_p}$$

soit en posant :

$$x = \frac{v}{v_p} \quad \text{et} \quad y = \frac{dn}{N} \frac{v_p}{dv}$$

$$y = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \times x^2 e^{-x^2}$$

Cette fonction est représentée en *a* sur la figure 21 :

elle présente un maximum pour $x = 1$ soit v_e la vitesse correspondante à l'énergie w_e : les électrons susceptibles d'exciter l'atome sur ce niveau sont ceux dont la vitesse V est supérieure à v_e , soit la fraction :

$$\frac{n}{N} = \int_{x_e}^{100} y dx \quad (5)$$

puisque :

$$y dx = \frac{dn}{N} \frac{v_p}{dv} \frac{dv}{v_p}$$

En réalité, c'est v_e qui est constant et v_p que l'on fait varier en modifiant l'excitation. La quantité n/N définie

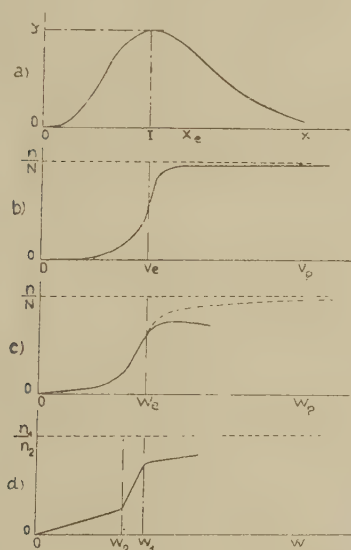


Fig. 21

par la relation (5) est une fonction de v_p qui est représentée en *b* sur la figure 21 et en *c* avec en abscisse :

$$W_p = \frac{1}{2} m v_p^2 = e V_p$$

La partie pointillée correspond à la courbe théorique. La courbe réelle située en-dessous traduit le fait signalé pré-

cédemment que la probabilité de choc diminue lorsque la différence entre l'énergie de l'électron et celle que l'atome peut absorber devient trop grande.

Si donc on fait décroître l'excitation, on décrira la courbe de droite à gauche, la décroissance de la brillance lumineuse (proportionnelle à n/N) s'accroissant à partir de $W_p = W_e$.

Si l'on étudie la décroissance du rapport des brillances jaune et verte par exemple, la courbe aura l'aspect représenté en *d* (figure 21) dont chaque point a pour ordonnée le quotient des ordonnées des points de même abscisse pour deux courbes du type C correspondant à deux valeurs

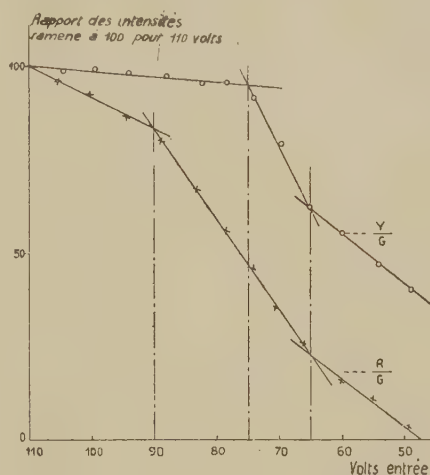


Fig. 22

différentes de W_e . Pour les radiations rouges, comprises entre 6.200 Å et 7.200 Å la courbe doit être moins nette que pour les radiations monochromatiques. L'expérience confirme entièrement ces prévisions théoriques ainsi que le prouvent les courbes de la figure 22 relatives l'une au rapport Y/G des brillances jaune et verte et l'autre au rapport R/G des brillances rouge et verte.

Les tensions relevées à l'entrée et à la sortie du transformateur d'alimentation permettent de calculer le champ de crête E en volts/cm. D'après le raisonnement précédent, l'électron a acquis l'énergie W en remontant le champ E sur un parcours moyen fictif L_e compris entre deux chocs efficaces soit :

$$E e L_e = W \quad \text{d'où} \quad L_e = W/E e$$

De plus, lorsque l'excitation devient par trop faible, on arrive à l'extinction de la raie de résonance, donc de la lampe, ce qui donne un dernier point de repère.

Tous ces résultats sont rassemblés dans le tableau V.

TABLEAU V

λ	2.536	5.461	5.780	6.200 à 7.200	A
Energie du niveau initial.	4,86	7,67	8,83	12,09 à 12,37	eV
Tension mesurée à l'entrée	48	65	75	90	volt
Tension aux électrodes ..	50	77	92	124	volt
Tension de crête aux électrodes ..	62,5	97,5	114	155	volt
Champ	28,4	44,3	51,8	70,5	V/cm
Libre parcours moyen fictif.	0,171	0,173	0,171	0,175 0,171	cm

Ce qui frappe au premier abord est la constance du libre parcours moyen fictif L_e . Ceci prouve que si l'on peut considérer la probabilité d'efficacité de choc I/n comme indépendante du niveau d'énergie, le libre parcours moyen réel λ_e est indépendant des conditions d'excitation, c'est-à-dire que la vapeur de mercure échauffée à volume constant suit la loi de GAY-LUSSAC.

Le libre parcours moyen de l'électron au sein des atomes d'un gaz peut se calculer par la formule :

$$\lambda_e = 1/\Sigma$$

où Σ représente la section spécifique de choc entre électrons et atomes, soit $\Sigma = n_g \pi r_g^2$ (n_g nombre d'atomes dans l'unité de volume; r_g rayon de la sphère de protection de l'atome).

A partir de cette formule on trouve pour le mercure à 273° K sous une atmosphère :

$\lambda_e = 1,2 \cdot 10^{-5}$ cm; à la température T et sous la pression P on aura :

$$\lambda = \lambda_e \frac{1}{P} \frac{T}{273}$$

soit pour la lampe étudiée où $T = 244$ P,

$$\lambda = \lambda_e \times \frac{244}{273} = 1,08 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

Nous en déduisons pour la probabilité d'efficacité des chocs la valeur :

$$\frac{1}{n} = \frac{\lambda_e}{L_e} = \frac{1,08 \cdot 10^{-5}}{0,172} = \frac{1,08}{17.200} = \frac{1}{16.000}$$

Cette valeur est tout à fait comparable à la valeur 10^{-4} adoptée au cours de cet exposé, qui représentait le maximum possible de ce facteur de probabilité.

CHAPITRE III

CONCLUSIONS PRATIQUES

De cette étude assez complexe tant du point de vue expérimental que du point de vue pratique, un certain nombre de résultats sont à dégager.

A. — CONDITIONS D'EMPLOI.

Les lampes du type étudié ici étant assez sensibles quant à leur flux lumineux, aux variations de tension et de fréquence du réseau d'alimentation, il importe de réduire celles-ci au minimum.

La première solution adoptée : commutatrice alimentée par une batterie d'accumulateurs de grande capacité, donne une tension suffisamment stable après quelques heures de marche en charge, mais il reste des variations de vitesse, entraînant des variations de fréquence, qu'on ne peut réduire à une valeur suffisamment faible. Le dispositif utilisé par la suite comporte un transformateur à fer saturé débitant sur un circuit capacitif. Dans le cas d'un circuit d'utilisation purement ohmique, les variations de tension sont réduites dans le rapport de 10 à 1, pour le circuit inductif tel que le primaire d'un transformateur d'une HP 300, la régulation est moins bonne. La fréquence est celle du réseau : elle peut être parfaitement constante.

La solution qui semblerait à conseiller dans le cas où l'on dispose d'un réseau à fréquence contrôlée, comporterait un moteur asynchrone synchronisé ou mieux synchrone avec un dispositif de démarrage entraînant un alternateur dont le courant d'excitation serait fourni par une batterie d'accumulateurs.

Il est à remarquer que suivant la radiation utilisée (bleue, verte, jaune ou rouge) la stabilisation doit être plus ou moins poussée.

Dans le cas de mesures utilisant une HP 300 de chaque côté de l'écran photométrique, la compensation est partielle et peut même être totale : en effet, le K_v relatif pour une comparaison vert-jaune n'est que de 0,45 et de 1,14 pour rouge-vert. Dans ces conditions particulières, l'utilisation du secteur brut peut suffire pour des mesures de précision moyenne.

B. — PROBLÈMES THÉORIQUES.

Le développement des hypothèses formulées dans l'étude théorique de la décharge (hypothèses étayées par des faits d'expérience) met en relief deux méthodes nouvelles pour l'estimation de la température au sein de la décharge. Leur particularité est de ne faire intervenir que des mesures photométriques : soit détermination de la longueur d'onde du maximum du spectre continu, soit détermination du coefficient K_v pour une radiation dont l'énergie d'excitation du niveau initial est connue. L'accord obtenu avec d'autres méthodes permet de penser que dans le domaine utilisé, ces hypothèses sont justifiées : en particulier il y a lieu d'assimiler le gaz électronique à un gaz parfait dans les conditions réalisées dans une HP 300 en fonctionnement.

DEUXIÈME PARTIE

PHOTOMÈTRES ET PHOTOMÉTRIE DE PAPILOTMENT

CHAPITRE IV

PHOTOMÈTRES PAPILOTEURS

§ 1. — LE PROBLÈME DE LA PHOTOMETRIE HETEROCHROME.

Ce problème consiste dans la détermination relative des intensités lumineuses de deux sources de couleur différente. Envisagé dans son ensemble, il comporte de nombreuses difficultés qui peuvent se ramener à celles-ci :

A. — *Est-il possible de définir l'égalité de deux intensités lumineuses de couleur différente?*

B. — *Est-il possible de définir la somme de deux intensités lumineuses de couleur différente?*

Dans le cas de la photométrie homochrome, ces deux questions ont reçu depuis longtemps une réponse affirmative justifiée par l'emploi des divers types de photomètres à plages juxtaposées et la précision des résultats obtenus (0,5 %).

Lorsque les sources sont légèrement différentes, telles par exemple que lampes à carbures (liquides ou gazeux) d'une part, et lampes à incandescence d'autre part, ou même types divers de lampes à incandescence, la différence de couleur qui en résulte cause une gêne pour l'observateur, du fait qu'il lui est impossible de faire évanouir la ligne de séparation qui limite les deux plages du photomètre. Cette gêne entraîne une dispersion plus grande des pointés d'où une moindre précision (2 %).

Mais dès que les couleurs deviennent nettement différentes, les difficultés sont très sérieuses, un observateur même entraîné apprécie difficilement l'égalité d'intensité de deux plages différemment colorées. Voici à peu près comment les choses se passent : l'observateur fait une première égalisation qui lui semble correcte, mais une seconde égalisation peut lui donner le même sentiment d'exactitude tout en différant considérablement de la première (de 10 à 50 %). Sur une amplitude de dispersion aussi grande, l'observateur éparpille ses pointés sans pouvoir donner sa préférence aux uns ou aux autres.

Des recherches furent entreprises pour essayer de tourner cette difficulté. D'abord dans le principe du photomètre : au lieu de conserver deux plages juxtaposées, on multiplie celles-ci en les imbriquant les unes dans les autres (HÉSÉHOUS [22], LUMMER). L'effet de relief produit par ces photomètres à contraste est ainsi augmenté et les possibilités de l'appareil légèrement accrues. La méthode elle-même fut modifiée. Au lieu de comparer directement les sources de couleur très différente, on peut faire des égalisations successives avec des sources de couleurs intermédiaires : c'est la méthode du *pas à pas*. La difficulté se trouve ainsi fractionnée, d'autant plus que le nombre d'intermédiaires est plus grand, mais les erreurs élémentaires ont d'autant plus de chances de s'accumuler : il faut donc se limiter à une cote mal taillée. La précision obtenue est ainsi meilleure (5 %) mais au détriment de la durée des opérations.

Cherchant toujours une meilleure solution, on en vint à abandonner le principe même de la photométrie homochrome, comparaison de deux plages, pour d'autres critères totalement différents. Telles sont, par exemple, la mesure de l'acuité visuelle et celle de la fréquence critique.

a) MÉTHODE DE L'ACUITÉ VISUELLE

[8] [25c] [31b] [31c] [31d]

Deux éclairements de nature quelconque sont réputés égaux s'ils permettent de discerner les mêmes détails. Ce procédé est satisfaisant du point de vue théorique puisqu'il correspond à l'utilisation pratique de la lumière. Mais sa mise en œuvre est délicate quant au choix des « tests » et les résultats obtenus sont très dispersés, même pour un seul observateur.

b) MÉTHODE DE LA FRÉQUENCE CRITIQUE

Elle consiste à hacher périodiquement la lumière qui tombe sur la rétine. A partir d'une certaine fréquence dite fréquence critique, la sensation paraît continue. Cette fréquence croissant avec le niveau de la brillance, deux éclairements sont déclarés égaux s'il leur correspond une même fréquence critique. Là se présente encore une difficulté, quelle forme de courbe adopter pour la loi de variation de l'éclairissement en fonction du temps? Des études systématiques ont été poursuivies, montrant des résultats discordants suivant la loi (sinusoïdale, en dents de scie, en créneaux, etc.).

Ces deux méthodes fournissant des résultats très dispersés permettent d'évaluer un ordre de grandeur mais non pas une mesure précise.

§ 2. — LA PHOTOMETRIE DE PAPILOTMENT.

La solution la plus féconde devait être proposée en juin 1893 par OGDEN N. ROOD [41a] [41b] [41c], professeur au *Columbia College*. Sous le titre : « D'une méthode photométrique indépendante de la couleur », il détaillait un mode opératoire où les sensations colorées n'interviennent plus.

Si l'on fait se succéder sur la rétine à cadence convenable deux éclairements distincts en intensité, chaque substitution fera éprouver à l'œil un « choc » dont la répétition constitue le phénomène appelé « papillotement » (flicker). Si les éclairements sont de même couleur, il est possible de les régler de telle sorte que le papillotement disparaisse : le bon sens et la photométrie ordinaire sont d'accord pour déclarer égaux les deux éclairements rétiens ainsi réglés. Le mérite de Rood est d'avoir découvert que, même pour des éclairements de couleur très distincte, il était possible par un réglage convenable de faire, là aussi, disparaître le papillotement. Ceci permettait évidemment de caractériser une lumière colorée par un nombre se rapportant à des unités choisies en lumière blanche. Pour que ce nombre puisse constituer une mesure et non seulement un repérage des intensités, il était nécessaire d'obtenir des recoupements avec la méthode de photométrie homochrome. C'est ce que Rood a réalisé en mesurant la luminosité d'un gris résultant du mélange de deux complémentaires, soit :

1° par comparaison directe avec un gris étalon;

2° par comparaison par papillotement de chaque comparante avec le gris étalon.

Ces mesures, répétées pour les couples violet-vert, rouge-vert-bleu, jaune-bleu ont fourni des résultats concordants à quelques pour cent près. A cette approximation près, Rood pouvait définir l'égalité de deux éclairagements de couleur distincte par la suppression du phénomène de papillotement.

Le dispositif initial était assez sommaire : un disque de carton portant deux demi-disques colorés séparés par un diamètre.

L'ensemble, éclairé par une lampe immobile, était mis en rotation et l'observation se faisait en fixant une petite région à mi-chemin entre le centre et le bord. Rood possédait une collection de 100 demi-disques dégradés du blanc au noir. Un disque de couleur est placé sur l'appareil et l'on cherche le demi-disque gris pour lequel le papillotement disparaît, ou ceux pour lesquels il est minimum : il est possible d'apprécier une fraction de l'écart qui les sépare. En remplaçant le disque coloré par un autre on peut trouver également le gris équivalent. La comparaison de ceux-ci peut se faire en photométrie homochrome. De cette manière, Rood arrivait à déceler des écarts de 1% entre les luminosités de deux cartons.

Ces travaux furent repris par WHITMAN [52] en 1896 et par le Dr. TUFTS [47] en 1897.

1° L'appareil (figure 23 a) construit par WHITMAN comportait essentiellement un disque diffusant échancré dont la rotation entraînait l'occultation périodique d'un second diffuseur fixe situé à l'arrière.

2° TUFTS a repris un dispositif analogue en éclairant le diffuseur fixe par la lumière issue d'un spectroscope, ce qui faisait de l'instrument un spectrophotomètre avec lequel il commença l'étude de la courbe de visibilité.

En 1899, OGDEN N. ROOD publia un nouvel article sur un photomètre papilloteur réalisé par lui en 1897 et sur ses possibilités.

C'était vraiment le premier appareil (figure, 23 b) permettant la comparaison de deux lumières diversement colorées, par la méthode de papillotement. Les deux sources éclairaient deux faces verticales d'un prisme triangulaire. La lumière diffusée par l'une ou l'autre de ces surfaces était alternativement renvoyée dans le champ d'un viseur au moyen d'une lentille cylindrique oscillante. Rood faisait déjà quelques remarques au sujet de la ligne de séparation (en l'occurrence l'arête du prisme), du champ qu'il jugeait préférable de choisir petit (valeur utilisée : $1^{\circ}20'$), de la vitesse optima de papillotement (voisine de 16 pps, croissant avec la brillance du champ). Effectuant pour la même comparaison diverses séries de 10 pointés, les divergences entre les moyennes de ces séries étaient de l'ordre de 1 à 2 % comparables aux écarts observés en photométrie homochrome.

Voici, dans l'ordre chronologique, les types les plus caractéristiques des photomètres papilloteurs.

En 1904, SIMMANCE et ABADY [42] construisirent un appareil (figure 23 c) où la surface diffusante était celle d'un solide en plâtre de forme convenable : deux cônes de révolution identiques à base oblique, sont accolés par celle-ci : l'ensemble peut tourner autour d'un axe équidistant et parallèle à ceux des cônes. L'observation se faisant perpendiculairement à l'axe, le solide, par suite de sa rotation, présente à l'œil successivement la surface de chaque cône, et réalise ainsi l'alternance cherchée.

En 1905, MARTENS [33], puis BECHSTEIN [4] réalisent la substitution au moyen d'un ensemble prisme-lentille (figure 23 d) tournant autour de l'axe de celle-ci. Ce dispositif envoie vers l'œil un faisceau provenant alternativement de chaque face d'un prisme diffusant en carton blanc (remplacé ultérieurement par un prisme en plâtre).

La même année, KRÜSS [29] employait un dispositif similaire à prisme tournant : mais son photomètre était à vision directe et comportait un cube de LUMMER dont les deux champs étaient rapidement intervertis.

En 1915, KINGSBURY [27a] présentait un adaptateur papilloteur pour photomètre universel. Un prisme tournant faisait alterner dans le champ chaque plage.

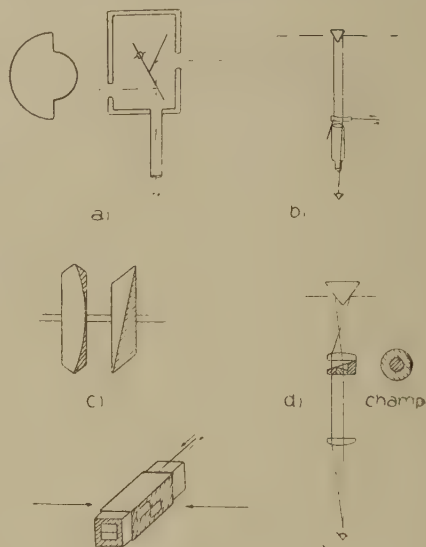


Fig. 23

En 1930, PIATTI [34] mettait au point un photomètre (figure 23 e) permettant soit la comparaison directe, soit le papillotement. L'œil observe la lumière diffusée à l'intérieur d'un bloc de paraffine perpendiculairement à la direction de la lumière incidente. Les deux plages, situées l'une au-dessus de l'autre, reçoivent chacune la lumière provenant de l'une des sources à comparer. Un système de distribution à tiroir permet d'alternier rapidement chaque plage.

Plus récemment, en 1935, GUILD [21b] a réalisé un papilloteur revenant à la méthode initiale de substitution. Un secteur diffusant constituant l'une des plages masque et démasque successivement une seconde surface fixe diffusante formant l'autre plage.

De nombreuses recherches effectuées surtout depuis les travaux de IVES [25b] en 1912, ont mis en évidence les traits suivants de la photométrie par la méthode de papillotement, en ce qui concerne les résultats obtenus :

1° Ils diffèrent généralement de ceux fournis par la comparaison directe, dès que la différence de couleur devient grande;

2° Ils dépendent de nombreux facteurs caractérisant les conditions de la mesure;

3° Dans les conditions données, ils sont reproductibles avec une bonne précision.

Dans les divers laboratoires étrangers, principalement américains, où le papillotement a été sérieusement étudié, l'accord ne s'est pas encore réalisé de manière complète sur les conditions d'emploi et surtout sur l'accord de cette technique nouvelle avec la technique habituelle de photométrie par plages juxtaposées. Il semblait donc intéressant d'entreprendre une étude systématique du papillotement, de confronter les résultats acquis à la lumière de nouvelles recherches dans l'espoir d'arriver à une codification nette de cette méthode et de bien préciser les résultats que l'on peut en attendre.

§ 3. — ETUDE COMPARATIVE CRITIQUE DES DIVERS TYPES DE PHOTOMETRES PAPILLOTEURS ENUMERES CI-DESSUS.

Ces appareils peuvent se classer en plusieurs groupes : soit d'après leur principe général : à vision directe ou à écran diffusant — soit d'après leur réalisation : alternance par procédé mécanique ou optique. Chacune de ces caractéristiques a ses avantages et ses inconvénients qui vont être successivement détaillés.

A) VISION DIRECTE OU ÉCRAN DIFFUSANT?

Le premier principe a un gros avantage : celui de la luminosité puisque, aux pertes près (réflexions, absorptions), la brillance du champ est égale à celle de la source. Ceci autorise évidemment l'emploi de sources de faible brillance, par exemple fente de sortie d'un monochromateur double même peu ouvert. Par contre, ce dispositif présente un gros inconvénient : il s'agit de la disposition relative de la pupille de sortie de l'instrument et de la pupille de l'œil. Sauf le cas de sources diffusantes, celles que l'on emploie ont de petites dimensions de brillance uniforme, ce qui conduit à une pupille de sortie excessivement réduite. Or, si elle ne couvre pas celle de l'œil, l'effet STILES-CRAWFORD (modification de la sensibilité de l'œil suivant le point de la pupille traversé par le rayon) intervient fâcheusement pour rendre les résultats dépendants dans une large mesure de la position de l'œil. L'utilisation d'un œilleton n'est pas toujours une garantie suffisante contre les déplacements éventuels de l'œil.

L'écran diffusant a contre lui sa faible brillance, ce qui oblige à utiliser corrélativement des sources d'intensité éle-

vée pour avoir un éclaircissement suffisant à l'écran. Vu la remarque faite précédemment au sujet des dimensions des sources usuelles, cette intensité entraîne une grande brillance. Mais, chaque point de l'écran rayonnant dans toutes les directions, la pupille de l'œil est entièrement couverte, quelle que soit sa position et l'effet STILES-CRAWFORD n'intervient pas. Il faut mentionner aussi que, si l'écran diffusant se prête à toutes les solutions pour faire varier la brillance du champ, il n'en est pas de même pour les photomètres à vision directe qui ne peuvent jouer sur la distance de la source, la brillance de l'image étant toujours égale à celle de cette dernière.

B) ALTERNANCE MÉCANIQUE OU OPTIQUE?

Les diverses solutions préconisées utilisent :

soit le masquage périodique d'un écran fixe (ou d'un champ à vision directe) par un écran mobile, chacun d'eux ne recevant qu'une des lumières à comparer;

soit l'exploration alternative des deux écrans par le truchement d'un ensemble prisme-lentille.

Dans tous les cas, l'utilisation de deux écrans distincts prive l'appareil de symétrie et le rend irréversible, ce qui oblige à effectuer les mesures par méthode de double pesée (pratiquement d'ailleurs presque toujours employée). L'alternance optique a l'inconvénient de faire traverser par la lumière un nombre plus ou moins important de dioptries, ce qui d'une part diminue la luminosité de l'appareil, et d'autre part modifie la composition spectrale de la lumière, les deux facteurs, absorption et réflexion, étant des phénomènes sélectifs.

L'appareil à préconiser aurait donc un seul écran diffusant et l'alternance serait réalisée mécaniquement.

CHAPITRE V

RÉALISATION ET UTILISATION

D'UN PHOTOMÈTRE PAPILLOTEUR

CONDITIONS D'EMPLOI

§ 1. — RÉALISATION D'UN NOUVEAU PHOTOMETRE PAPILLOTEUR.

D'après ce qui précède, l'appareil idéal ne doit faire appel à aucun phénomène à caractère sélectif. Il doit assurer une substitution parfaite d'une plage à la suivante avec une ligne de passage idéalement fine. Pour plus de commodité, il sera réversible, c'est-à-dire que les deux circuits lumineux seront géométriquement et optiquement identiques.

C'est en s'inspirant de ces conditions de base que l'appareil représenté par la figure 24 a été conçu. Le point essentiel est d'amener dans l'œil, suivant la même direction, deux rayons issus de deux sources lumineuses distinctes. Il est donc nécessaire de dévier ces rayons lors de leur parcours de la source à l'œil. Cette déviation peut être réalisée : a) par réfraction, b) par réflexion, c) par diffusion.

a) La réfraction utilisée seule produisant une déviation dépendant de la longueur d'onde est évidemment à rejeter.

b) En admettant que les phénomènes de polarisation produits par réflexion ne gênent pas, le facteur de réflexion varie suffisamment d'une extrémité à l'autre du spectre pour introduire dans certains cas des erreurs supérieures aux erreurs de mesure (pour un verre courant, la variation atteint 5 % pour une incidence voisine de 45°).

c) Le diffuseur parfait n'existe pas [37b], mais une couche de magnésie déposée dans des conditions bien déterminées a un facteur de réflexion diffuse variant de moins de 1 % sur l'étendue du spectre visible.

Les conditions de dépôt de la magnésie ont été étudiées par PRIEST et RILEY [37a]. Le support doit être en laiton ou de préférence en nickel parfaitement poli : le ruban

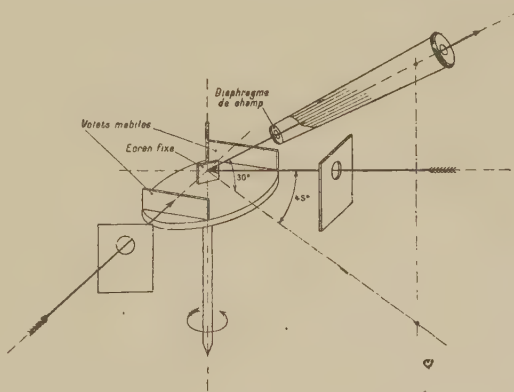


Fig. 24

de magnésium en combustion doit être placé en dessous de la surface à recouvrir à une distance de l'ordre de 5 cm. Pour une flamme placée plus près ou plus loin le facteur de réflexion diffuse est plus élevé dans le bleu ou dans le rouge. En conséquence, le support a été préparé comme suit : une plaque de laiton a été dressée mate sur le marbre, nickelée par électrolyse puis polie au marbre.

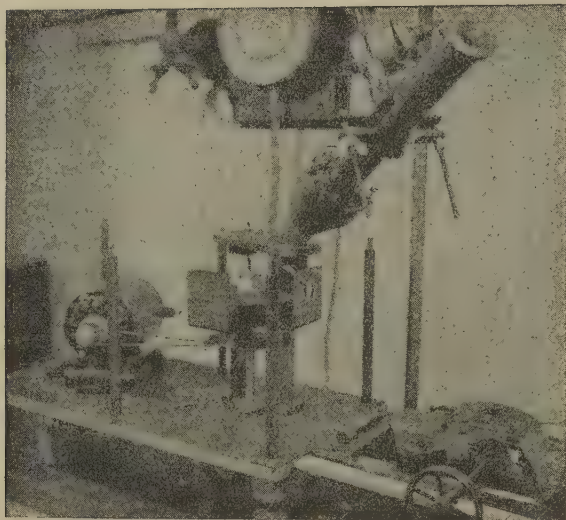


Fig. 24 bis

On utilisera de préférence un diffuseur en magnésie, et pour que le montage soit réversible, cet écran sera éclairé sous la même incidence par chaque source, et examiné dans le plan bissecteur de la direction des deux sources.

Le schéma de l'appareil étant ainsi déterminé, il ne reste plus qu'à trouver le procédé mécanique qui créera l'alternance des deux éclairagements. Ce résultat est obtenu par l'emploi de deux volets v_1 et v_2 dont les quatre arêtes biseautées sont situées verticalement aux quatre sommets d'un carré dont le centre est placé sur l'axe d'un disque horizontal. Les deux sources S_1 et S_2 sont placées dans deux directions rectangulaires et l'écran de magnésie est disposé verticalement au point d'intersection des axes optiques : il est éclairé sous une incidence de 45° par chaque source. L'observation se fait dans le plan bissecteur sous une incidence de 30° au-dessus du plan horizontal pour ne pas être gêné par le passage des volets. Les diaphragmes sur les axes optiques ont pour seul but d'éliminer la lumière parasite. Le tube de visée comporte un œilleton ne diaphragmant pas la pupille, et un diaphragme de champ à 30 cm en avant sur le contour duquel l'œil accommode. Un jeu convenable de diaphragmes permet de faire varier le champ d'observation et un dispositif accessoire permet d'éclairer à volonté un champ périphérique de 10° environ. L'axe vertical du disque portant les volets est relié à un compte-tours donnant par lecture directe la fréquence de substitution.

Si la construction de l'appareil était parfaite et si les faisceaux lumineux étaient des faisceaux de lumière parallèle, la substitution d'un éclairement à l'autre se ferait sans omission ni addition, la ligne de séparation étant une ligne au sens géométrique.

MÉCANISME DU PAPILLOTEMENT

Le phénomène de papillotement peut se décomposer en deux effets distincts :

1° *Effet de scintillation* proprement dit, dû à la succession sur la rétine d'éclairagements d'intensités différentes;

2° *Effet de teinte sensible* dû à la naissance dans les organes de la vision d'une sensation colorée subjective : celle-ci résulte d'une superposition partielle des lumières comparées, par suite de la persistance des impressions lumineuses.

Le premier effet intervenant quelles que soient les couleurs étudiées est seul en cause en cas de comparaison homochrome.

Le photomètre papilloteur donne en ce cas mêmes résultats que le photomètre à plages juxtaposées (LUMMER-BRODHUN) mais la sensibilité semble accrue.

Le deuxième effet se manifeste dès que les couleurs des deux sources diffèrent, mais il n'est appréciable que pour des comparaisons nettement hétérochromes. A l'égalisation, le papillotement disparaît et la couleur perçue est une résultante subjective : ainsi une comparaison rouge-vert donne une impression jaune. Pour une légère différence d'intensité des sources, la scintillation réapparaît en même temps que la couleur vire vers l'une ou l'autre des teintes à comparer. Cet effet de teinte sensible favorise considérablement l'égalisation photométrique, au point que la précision des pointés est nettement meilleure pour les comparaisons hétérochromes que pour les comparaisons homochromes en photométrie de papillotement.

PARTICULARITÉ DE L'APPAREIL

Contraste de papillotement dans le champ.

L'écran d'observation étant incliné à 45° sur chacun des faisceaux lumineux n'a pas un éclairage uniforme. Soient $2l$ la longueur de l'écran et d la distance de la source d'intensité lumineuse I , l'éclairage au centre de l'écran est :

$$E = \frac{I}{d^2}$$

Sur les bords il sera :

$$E' = \frac{I}{\left(d \pm \frac{l\sqrt{2}}{2}\right)^2}$$

soit :

$$E' = \frac{I}{d^2 \left(1 \pm \frac{l\sqrt{2}}{2d}\right)^2} = E \left(1 \pm \frac{l\sqrt{2}}{d}\right)^{-2}$$

La variation relative d'éclairage est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} = \pm \frac{l\sqrt{2}}{d}$$

Les deux sources ne sont pas forcément identiques donc à la même distance. Sur un bord du champ, la différence entre les éclairagements produits par chaque source est :

$$E_1 - E_2 = E \left[\left(1 + \frac{l\sqrt{2}}{d_1}\right) - \left(1 - \frac{l\sqrt{2}}{d_2}\right) \right]$$

le bord de l'écran le plus près d'une source étant le plus loin de l'autre :

$$\Delta E = E \left[\left(\frac{l\sqrt{2}}{d_1} + \frac{l\sqrt{2}}{d_2}\right) \right]$$

La figure 25 reproduit les variations des éclairagements E_1 et E_2 en fonction de la distance au centre; l étant petit vis-à-vis de d , les courbes ont été remplacées par leur tangente.

L'expérience montre (et la figure permet de le comprendre aisément) que : lorsque l'équilibre est réalisé au milieu du champ, il ne l'est pas sur les bords et l'écart ΔE peut-être suffisant pour qu'il lui corresponde une scintillation perceptible. Dans ce cas, le centre du champ paraît correctement réglé alors que les bords « papillotent » encore.

Déplacer une source revient, sur le graphique, à faire monter ou descendre à peu près parallèlement à elle-même l'une des courbes, soit E_1 , qui vient en E'_1 : la scintillation augmente sur un bord (à gauche dans ce cas) pour diminuer sur l'autre, cependant que la zone nette se déplace (vers la droite). Il faut remarquer toutefois que cette zone n'est pas limitée au point où les éclairagements sont égaux : il existe un seuil au-dessous duquel l'œil ne

perçoit plus les différences d'éclairements. Il est commode de le déterminer, en éclairant un côté de l'appareil en lumière parallèle : $d_2 \rightarrow \infty$ et $\Delta E = E \frac{l\sqrt{2}}{d}$; la distance d , à partir de laquelle il n'y a plus scintillation sur

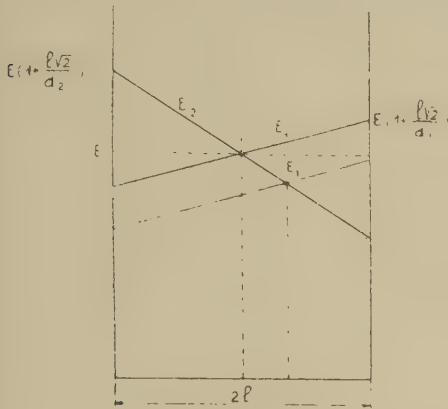


Fig. 25

les bords du champ permet de définir ce seuil : pour un écran tel que $2l = 15$ mm, on a trouvé $d = 2$ mètres approximativement, soit

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{15\sqrt{2}}{2 \times 2000} = \frac{5}{1000}$$

Un écart d'éclairement de 5 0/00 semble donc être le minimum directement perceptible par photométrie de papillotement, ce qui n'exclut nullement la possibilité de réaliser des séries de pointés dont le centre de gravité soit défini avec une précision supérieure.

CONDITIONS D'EMPLOI DU PHOTOMÈTRE PAPILLOTEUR

Un certain nombre de facteurs ont une influence déterminante sur les mesures, ce sont :

- a) la fréquence de papillotement et la largeur de la ligne de séparation;
- b) la grandeur angulaire du champ;
- c) la brillance du champ;
- d) la brillance du champ périphérique.

Les mesures relatives aux facteurs a), b), c), n'ont été faites que par un seul observateur (G. BLET). Il serait souhaitable de les reprendre pour d'autres observateurs afin d'obtenir des valeurs moyennes. On peut toutefois prévoir que les phénomènes constatés resteront semblables, les valeurs numériques absolues seules étant plus ou moins modifiées.

§ 2. — INFLUENCE DE LA FREQUENCE DE PAPILLOTEMENT ET DE LA LIGNE DE SEPARATION

La fréquence de substitution N est le nombre de périodes lumineuses distinctes se succédant pendant une seconde sur la rétine. La durée de chacune de ces périodes

est donc de $\frac{1}{N}$ seconde. N_0 est la fréquence de substitution

optima qu'il convient de réaliser pour utiliser au mieux le papilloteur.

Si la substitution se fait entre une certaine lumière et l'obscurité, il existe une fréquence N_0 dite fréquence critique au delà de laquelle le papillotement disparaît.

Une première série d'expériences a pour but de mettre en évidence l'influence de la fréquence de substitution

sur les sensations lumineuses éprouvées par l'observateur, sur le résultat de la mesure et sur son incertitude. A cet effet une lumière « blanche » (lampe à incandescence) fixe est égalisée successivement à diverses lumières colorées dont on règle l'intensité par variation de distance. Chaque fois les mesures sont effectuées pour diverses valeurs de la fréquence. Toutes les mesures de ce paragraphe ont été faites avec une grandeur de champ de $1^{\circ}4$ et un niveau de brillance de 800μ sb. correspondant à un éclairement de 25 lux sur l'écran diffusant.

Les phénomènes observés sont les suivants (fig. 26) : pour une valeur faible $N = 2$ l'œil perçoit encore les deux couleurs qui se succèdent dans le champ. Vers $N = 5$ les sensations colorées deviennent moins distinctes et il est

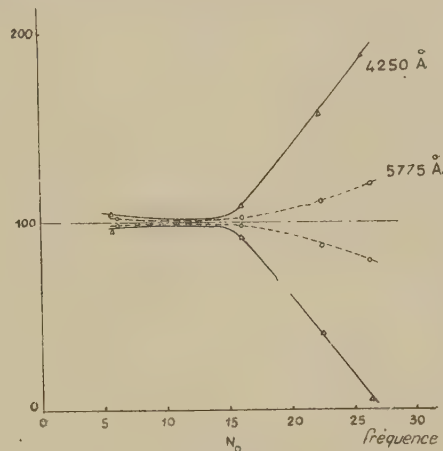


Fig. 26

possible d'apprécier un minimum du papillotement : la mesure est fatigante et la marge d'incertitude sur une série de 10 pointés atteint 3 à 4 % aux extrémités du spectre. Lorsque N croît, le minimum est de plus en plus marqué : il devient nul pour une fréquence N_0 nommée fréquence optima. Dans cette série de comparaisons, N_0 est voisin de $15 (\pm 1/2)$ et indépendant de la couleur de la lumière variable. La marge d'incertitude sur une série de 10 pointés se réduit à 0,2 % environ au milieu du spectre et 0,7 % aux extrémités. Lorsque la fréquence dépasse cette valeur optima N_0 , on constate que la disparition du papillotement persiste malgré des écarts croissants des brillances lumineuses comparées. Ces écarts se situent de part et d'autre de la valeur d'égalisation et leur amplitude caractérise un « palier ». Dans ce cas on peut faire la mesure en déterminant les deux limites, les « bords du palier ». Ces deux déterminations peuvent se faire avec une incertitude relative de 0,5 %.

L'expérience a montré que même pour des « paliers » s'étalant jusqu'à 95 % de part et d'autre de la valeur moyenne, celle-ci (moyenne arithmétique des valeurs correspondant aux bords des paliers) ne s'écarte au maximum que de 2 à 3 % de la valeur-type.

Cette valeur-type, nous la définissons comme résultat des mesures effectuées à la fréquence optima pour des raisons suivantes :

- 1° incertitude relative minima;
- 2° très faible variation de la moyenne pour des variations notables de N ;
- 3° confort des mesures.

Pour les grandes valeurs : $N = 30$ le papillotement disparaît quels que soient les écarts de brillance, ce qui correspond à la fréquence critique pour le niveau de brillance et la couleur utilisés.

Les lumières utilisées au cours de cette étude étaient de nature diverse. Quelques-unes étaient monochromatiques (radiations de l'arc au mercure isolées au moyen de filtres de SCHOTT) : elles sont désignées dans ce qui suit par leur longueur d'onde λ . La plupart (par suite du manque de monochromateur) étaient des lumières complexes obtenues en interposant un ou plusieurs filtres devant une lampe à incandescence : elles sont désignées par leur longueur d'onde dominante λ_d : celle-ci étant définie comme la longueur d'onde de la radiation donnant même sensation colorée. La détermination se fait de la manière suivante : un viseur permet d'observer un champ circulaire éclairé par la lumière complexe. Suivant le diamètre vertical de ce champ, se forme l'image de la fente d'entrée d'un spectroscopie JOBIN-YVON à prisme de PELLIN-BROCA. En agissant simultanément sur la longueur d'onde de la lumière fournie par le spectroscopie et sur l'intensité de la lumière complexe on arrive à déterminer le λ_d cherché à 10 angströms près, ce qui est suffisant pour les recherches envisagées.

L'examen des chiffres obtenus précédemment montre que les marges d'incertitude ou que les longueurs de palier sont plus grandes, toutes choses égales d'ailleurs pour les lumières de longueur d'onde dominante inférieure à 5.200 Å. Ces lumières sont celles pour lesquelles la composante bleue de la théorie trichromatique a une valeur notable. Il est intéressant de rechercher la fréquence critique des diverses couleurs utilisées. L'expérience a montré (fig. 27) que les mêmes lumières mentionnées ci-dessus ($\lambda_d < 5.200$ Å) se retrouvent groupées ensemble, à part des autres lumières. Il leur correspond une fréquence critique plus faible que pour les autres, ce qui est en rapport avec une valeur plus élevée de la durée de persistance des impressions lumineuses. Les variations de N_0 en fonction de la brillance du champ (d'ouverture 1°,4)

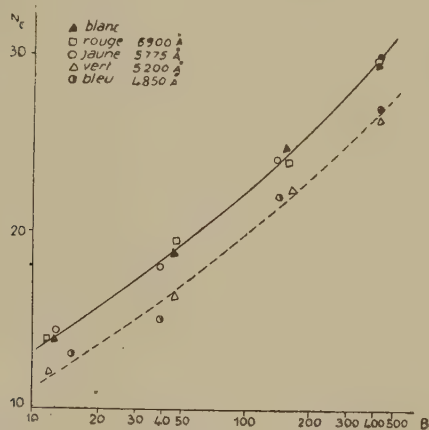


Fig. 27

semblent suivre deux courbes parallèles (avec en abscisse les logarithmes des brillances) pour chaque groupe de lumières.

Il y a évidemment une relation entre les fréquences critiques relatives à deux couleurs et la fréquence optimale relative à leur égalisation. On conçoit que cette dernière soit d'autant plus grande que le sont chacune des autres. Quelques mesures permettent de préciser cette relation.

Une égalisation « λ_d — blanc » permet de déterminer N_0 . En occultant successivement chacune des couleurs on peut mesurer N relative à chacune d'elles.

λ_d	couleur	N_0 blanc	$N_0 \lambda_d$	N_0 / λ_d blanc
6.900	rouge	30	30	15,2
5.775	jaune	30	30	17
5.200	vert	30	25,5	15
4.850	bleu	30	25	15,5

Cette fréquence optimale N_0 se situe approximativement (pour le champ de 1°,4 et la brillance de 450 μ sb.) à la moitié de la fréquence critique.

En photométrie homochrome cette fréquence optimale N_0 doit être nulle. La succession sur la rétine de deux flux identiques quant à leur composition spectrale et à leur intensité, doit se faire sans modification de la sensation lors du passage.

C'est exactement ce que l'on constate quelle que soit la λ_d de la lumière en observation, à condition toutefois que la ligne de passage d'un éclairage au suivant sur l'écran ait des dimensions très petites, inférieures au 1/10 de mm. Cet écran étant regardé à une distance de 40 cm, l'image rétinienne de cette ligne a alors une largeur :

$$Z = 0,1 \times 22/400 \text{ mm.}$$

(distance focale de l'œil 22 mm) soit 0,0055 mm, soit 5,5 μ .

Dans ce cas, le passage d'une bande de brillance différente sur la rétine ne produit pas de discontinuité dans la sensation, la largeur de la bande étant de l'ordre de grandeur des dimensions des unités sensorielles de la rétine.

Par contre, si la bande est plus large, son passage créera une discontinuité dans la sensation. Sa répétition périodique pourra nécessiter une fréquence de papillotement finie pour que la sensation soit continue.

L'expérience faite avec une zone de passage plus large (1 mm sur l'écran, 55 μ sur la rétine) donne les résultats suivants (champ 1°,4 brillance 150 μ sb. — comparaison homochrome).

λ_d =		4.550	4.800	5.000	5.100	5.200
$Z = 55 \mu$		13	11	11	10	5
$Z = 5,5 \mu$		2,5	2	0	0	0

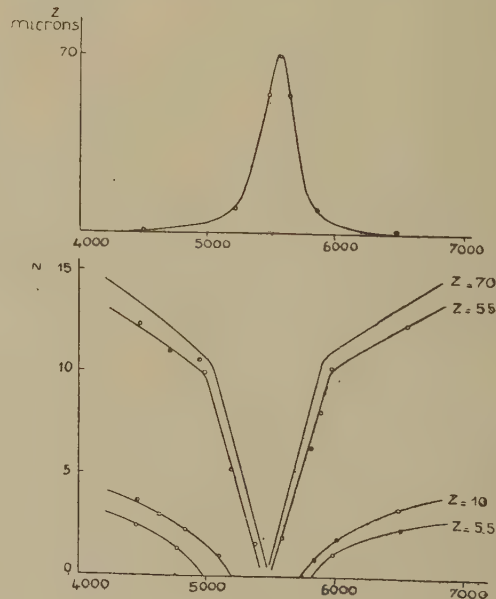


Fig. 28

Les courbes obtenues (fig. 28) présentent un minimum pratiquement nul pour $\lambda_d = 5.550$ correspondant au maximum de visibilité.

On peut aussi choisir la λ_d égale à 5.550 et faire croître la largeur de la bande de passage, pour une fréquence très faible ($N = 1$) jusqu'à l'apparition du papillotement. Ceci se produit pour une largeur de 1,25 mm correspondant à 70 μ sur la rétine (fig. 28).

Inversement on peut faire une comparaison entre une lumière de λ_d fixe et une autre dont la λ_d varie d'une

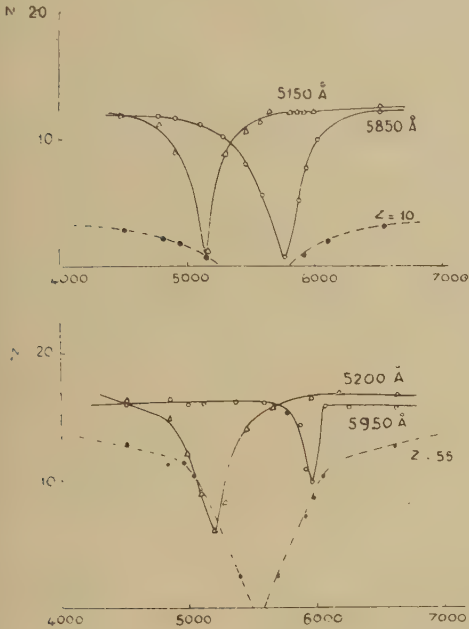


Fig. 29

extrémité à l'autre du spectre : on mesurera la fréquence nécessaire pour faire apparaître le papillotement, la largeur de bande étant déterminée. Les courbes de la figure 29 traduisent les résultats obtenus pour des largeurs de 10 μ et 55 μ et pour des lumières fixes de comparaison de λ_d voisines de 5.000 et 6.000 Å. La fréquence est pratiquement constante sauf dans la région où l'hétérochromie est peu marquée. Là la courbe présente un creux à pentes raides dont le fond se situe évidemment sur la courbe correspondant aux comparaisons homochromes pour une même largeur de bande.

Au lieu de raisonner sur la largeur de la bande on peut raisonner sur sa durée de passage. Le champ de 1°4 correspond à 550 μ sur la rétine. La durée de chacun des

éclaircissements successifs est de $\frac{1}{2N}$ seconde. Le temps mis

par la bande pour balayer le champ est $\theta = \frac{1}{12,5} \times \frac{1}{2N}$ seconde d'après la construction de l'appareil.

Si Z est la largeur en μ de la bande sur la rétine, la durée d'impression des éléments sensoriels est en millièmes de seconde.

$$\tau = \theta Z / 550 \times 1000 = 0,07 Z / N$$

Soient deux cas opposés :

a) *lumière très saturée* : bande étroite $Z = 5 \mu$; fréquence $N_0 = 4$ on trouve : $\theta = \frac{1}{100}$ de seconde et

$\tau = 0,09$ millième de seconde.

b) *lumière peu saturée* : bande large $Z = 50 \mu$ fréquence $N_0 = 1$ on trouve : $\theta = \frac{1}{25}$ de seconde et

$\tau = 4$ millièmes de seconde. Le mécanisme est le suivant : impulsions de très courte durée (de l'ordre de 1/1000 de seconde) se succédant à une cadence de 2 à 10 par seconde.

Pour des fréquences plus élevées, donc pour des durées plus courtes, la sensation est continue.

La comparaison des courbes obtenues pour $Z = 5,5 \mu$ et $Z = 55 \mu$ semblerait prouver que les unités sensorielles excitées par des lumières peu saturées physiologiquement ont des dimensions plus grandes que celles excitées par des lumières plus saturées. On peut en déduire que l'acuité visuelle croît avec la saturation de la lumière.

Par ailleurs, le défaut d'achromatisme de l'œil peut expliquer le fait que des radiations complexes impressionnent une surface plus grande de la rétine d'autant plus que la lumière envisagée sera plus complète au point de vue des diverses couleurs du spectre, autrement dit qu'elle sera moins saturée : par contre une lumière très saturée, presque monochromatique donnera sur la rétine une image de dimensions plus réduites. Cette explication semble valable, qualitativement du moins, dans le bleu, mais à l'autre extrémité du spectre, les défauts d'achromatisme de l'œil sont très faibles et ne sauraient expliquer les écarts trouvés aussi élevés que dans le bleu.

Si on fait intervenir l'hypothèse antérieure, cela revient à admettre que les cônes, unités sensorielles de la fovea donnent à la sensation lumineuse le sens coloré par la perception des valeurs monochromatiques. Les associations de surface plus grande comprenant vraisemblablement des bâtonnets donneraient la mesure du facteur intensité, relatif à des perceptions peu saturées.

§ 3. — INFLUENCE DE LA GRANDEUR DU CHAMP DE MESURE.

Le dispositif utilisé pour avoir des champs de mesure de grandeur réglable comporte un jeu de diaphragmes que l'on peut disposer au foyer d'une lentille servant de viseur.

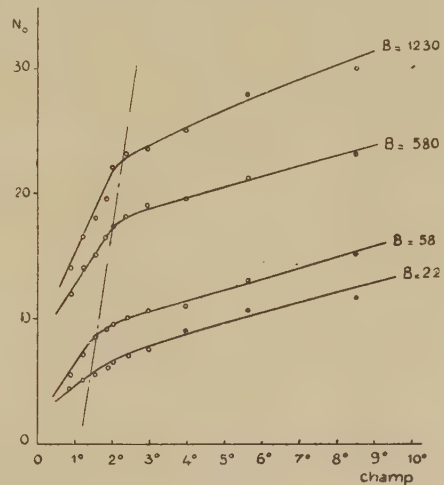


Fig. 30

L'œil est placé à l'autre foyer, ce qui permet d'obtenir une brillance uniforme du champ. Les variations du champ se sont échelonnées de 1° à 8° pour quatre niveaux de brillance différents de 22 à 1230 μ sb. L'aspect présenté par la figure 30 met en évidence le caractère particulier des zones centrale (champ < 2°) et périphérique (champ > 2°).

Les mesures portaient sur une comparaison hétérochrome rouge ($\lambda_d = 6.500$)-blanc.

Pour chaque mesure on a déterminé simultanément la brillance relative des deux sources et l'amplitude des écarts moyens. Ceux-ci sont mesurés par rapport à la valeur trouvée pour le champ de 2° que l'on prend arbitrairement égale à 100. Il résulte de l'examen des courbes (figure 31) que les mesures sont plus cohérentes aux faibles brillances. Dans ce domaine, en effet, la valeur mesurée

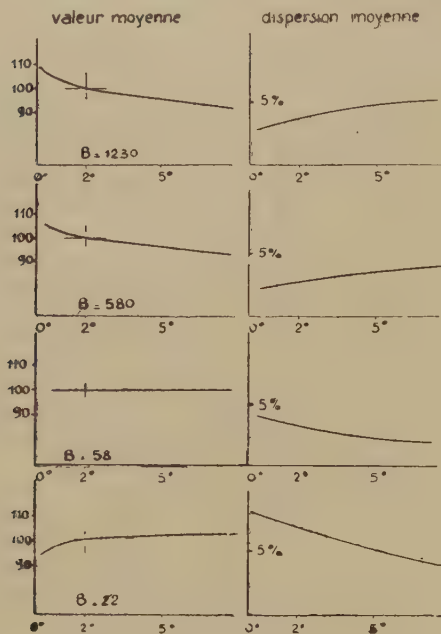


Fig. 31

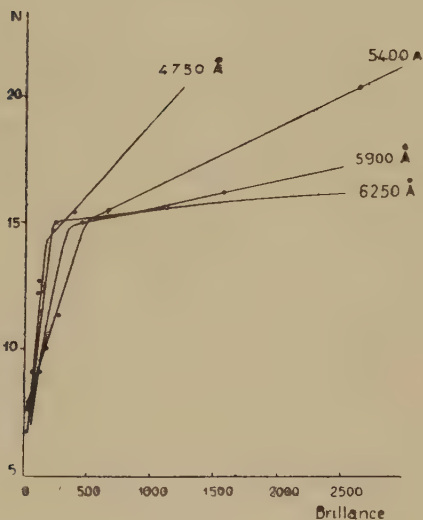


Fig. 32

et l'écart moyen sur les mesures, ne dépendent pas de la grandeur du champ. Pour les brillances plus élevées ($> 500 \mu \text{ sb.}$) on constate une décroissance de la brillance subjective du rouge par rapport au blanc lorsque le champ augmente.

Les résultats précédents peuvent s'interpréter en admettant que les cônes sont les récepteurs de la vision colorée : les sensations monochromatiques doivent paraître renforcées lorsque le champ contient surtout des cônes (fovea et

abords immédiats). Le contraire doit se produire lorsque les bâtonnets dominent (grands champs).

Pour les faibles brillances, la sensation colorée s'atténue pour disparaître complètement pour des brillances suffisamment faibles. Yves LE GRAND a montré que dans ces conditions les unités sensorielles de la rétine étaient des associations de cônes et de bâtonnets.

L'influence des cônes est très amoindrie sinon supprimée et l'utilisation de champs réduits ne conduit plus à une surévaluation des brillances saturées par rapport aux brillances non saturées.

§ 4. — INFLUENCE DE LA BRILLANCE.

C'est un fait reconnu que les fréquences de papillogrammes à utiliser doivent être d'autant plus grandes que la brillance est plus élevée [46a]. Les courbes obtenues (figure 32) présentent une courbure caractéristique dans un domaine compris entre 200 et $500 \mu \text{ sb.}$ pour les brillances et entre 14 et 16 pour les fréquences. Pour les brillances faibles, la fréquence dépend beaucoup de la brillance, au contraire pour des brillances suffisantes les variations relatives de la fréquence deviennent très faibles, sauf toutefois pour les couleurs comportant une quantité notable de bleu pour lesquelles le coude est beaucoup moins marqué.

Les comparaisons précédentes ont été faites entre une lumière de λ_d connue et du blanc. Dans ces conditions pour des brillances voisines de $500 \mu \text{ sb.}$ la fréquence optimale N_0 est pratiquement indépendante de la couleur et a pour valeur 15,5.

§ 5. — INFLUENCE DU CHAMP PERIPHERIQUE.

IVES, le premier, a préconisé l'emploi d'un champ périphérique de 25° et de brillance moyenne pour des raisons de « commodité ». Depuis, cette idée a été suivie et adoptée sur la majorité des photomètres papilloteurs. Le fait d'éclairer la région périfoveale de la rétine par une lumière différente de celle qui éclaire la fovea peut vraisemblablement apporter des perturbations de la vision centrale.

Deux sortes de contrastes peuvent se produire, soit un contraste de brillance, soit un contraste chromatique. Pour l'égalisation, les deux éclairagements étant égaux en intensité, le contraste de brillance produit par le champ périphérique n'intervient pas (ce que l'on constate aisément en comparaison homochrome). Le niveau de brillance du champ périphérique est donc indifférent. Il est commode et agréable pour l'œil de le choisir égal ou tout au moins très voisin de celui du champ de mesure. Par contre, le contraste chromatique agit différemment sur chaque éclairage et peut par là modifier le résultat.

L'étude peut se faire systématiquement en choisissant un champ périphérique identique en composition et en brillance à l'une des plages. L'autre plage est de couleur variable à volonté. L'égalisation se fait successivement avec et sans le champ périphérique.

Le tableau VI montre que cette influence est loin d'être

TABEAU VI

Couleur	Indigo	Bleu	Vert	Vert-jaune	Jaune	Rouge
λ	4.800	4.940	5.150	5.550	5.850	6.500
Augmentation apparente de brillance en %	2,5	3,4	1,2	1,2	0,0	0,1
Fréquence sans le champ périphérique	18	17	18	16,5	5	17
Fréquence avec le champ périphérique	24	23	23	21,5	13,5	26
Augmentation de la fréquence en %	33	35	28	30	50	53

négligeable. Elle se manifeste tout d'abord par une augmentation nette de l'ordre de 40 % de la fréquence de papillotement. Mais surtout la valeur lumineuse attribuée à la seconde plage est modifiée et cela d'autant plus que la différence de couleur est plus marquée. La plage de couleur différente du champ périphérique semble exaltée et l'observateur éloigne la source correspondante pour rétablir l'équilibre. Il faut ajouter à cela une dispersion plus grande des pointés.

En résumé, dans le cas général, l'introduction d'un champ périphérique augmente la dispersion, donc diminue la précision, et modifiant les valeurs subjectives de chaque plage, altère le résultat de la mesure, et cela d'une façon dépendant de la composition de la lumière.

Les variations relatives constatées dépassent de peu l'incertitude de mesure obtenue par Ives. Mais les résultats plus précis atteints actuellement permettent d'être affirmatif quant à l'existence de ces modifications et d'en estimer la grandeur.

Une plage et le champ périphérique ont une brillance de 1.000 μ stilbs, produite par une lumière de longueur d'onde apparente 5850 Å. La longueur d'onde apparente de l'autre plage ainsi que la couleur sont indiquées dans la première colonne du tableau VI.

On peut également faire cette étude en demandant à l'observateur de régler le champ périphérique pour que sa couleur soit identique à la couleur subjective perçue dans le champ de mesure au moment de l'égalsation. Les mesures faites pour une comparaison rouge-vert par une dizaine d'observateurs montrent que les écarts constatés sont tous inférieurs à l'erreur moyenne sur une série de pointés. Dans ces conditions, le champ périphérique ne modifie en rien le résultat de la comparaison hétérochrome (la fréquence augmentant toutefois dans la même proportion que précédemment). Mais le réglage de ce champ dépend de l'observateur d'une façon considérable comme il est aisé de s'en rendre compte d'après l'étude faite au chapitre X.

Il paraît donc préférable pour obtenir des résultats cohérents, sans exiger de chaque observateur un réglage différent pour chaque mesure, de s'abstenir de tout champ périphérique éclairé.

§ 6. — IMPORTANCE DU POINT DE FIXATION.

L'utilisation d'un champ restreint peut entraîner de grosses erreurs si l'image de ce champ ne se fait pas sur la « fovea ». En effet la sensibilité chromatique de la zone parafoveale ou périphérique diffère notablement de celle de la zone centrale, ainsi que le montrent les expériences suivantes.

Diverses égalisations ont été faites au photomètre papilloteur par plusieurs observateurs pour le bleu et le jaune. Les mesures se font successivement en vision centrale et périphérique. En ramenant à l'unité la valeur déterminée en vision foveale, les divers observateurs ont trouvé en vision périphérique les résultats consignés dans le tableau VII.

TABLEAU VII

	Bleu	Jaune
BÉGHIN	1,48	0,742
BOULANGER	1,88	0,728
CHESSÉ	1,69	0,708
STERLÉ	1,53	0,662
VULMIÈRE	3,83	0,935
BLET	3,18	0,858
GRUMBERG	1,88	
	2,11	0,772

La source de comparaison utilisée est verte. Les rensei-

gnements fournis par l'expérience sont donc valables relativement au vert. Les nombres trouvés varient sensiblement d'un observateur à l'autre surtout pour le bleu, mais le sens de l'écart n'en reste pas moins certain et la valeur moyenne de ces quelques mesures donne une idée assez exacte de l'ampleur du phénomène.

Lorsque l'on passe de la fovea à la périphérie, la sensibilité chromatique de la rétine double pour le bleu par rapport au vert, et diminue de 25 % pour le jaune par rapport au vert.

Ces valeurs considérables montrent l'attention toute particulière qu'il faut apporter pour que l'observateur fixe réellement la plage de papillotement, la vision devant être uniquement foveale.

En vision nocturne, la perception des impressions lumineuses se faisant principalement par la zone périphérique, les écarts constatés ci-dessus produisent un déplacement d'ensemble de la courbe de visibilité vers les courtes longueurs d'onde, traduction de l'effet PURKINJE.

§ 7. — CONCLUSIONS RELATIVES AUX CONDITIONS OPTIMA D'EMPLOI DU PHOTOMETRE PAPILLOTEUR.

L'étude systématique précédente des multiples facteurs qui interviennent dans une égalisation par photométrie de papillotement permet de choisir au mieux ces facteurs pour obtenir des résultats cohérents et reproductibles.

1° CHAMP. BRILLANCE.

Les résultats obtenus mettent en évidence le rôle de ces deux facteurs et l'existence de l'effet PURKINJE.

Une égalisation rouge-blanc donne des résultats dépendant de la brillance du champ. Mais pour une brillance moyenne de l'ordre de quelques centaines de μ stilbs, le résultat est pratiquement indépendant du champ. D'autre part, la dispersion des pointés semble croître avec la brillance dans le domaine étudié. Il paraît donc raisonnable de fixer la valeur optima entre 300 et 500 μ stilbs. Si la mesure ne dépend pas du champ pour une brillance moyenne, il n'en va pas de même pour les valeurs plus faibles ou plus grandes.

Aux brillances élevées, les champs réduits conduisent à une surestimation du rouge par rapport aux grands champs, alors qu'aux brillances faibles c'est l'inverse qui se produit, ce qui correspond à une inversion de l'effet PURKINJE.

Toutes les courbes donnant la fréquence optima en fonction de la brillance, pour diverses valeurs de la longueur d'onde, présentent un coude caractéristique vers 400 μ stilbs correspondant à une fréquence optima de 15, indépendante de la couleur.

De même, les courbes donnant N_0 en fonction du champ présentent un coude caractéristique pour un champ voisin de 2° aux brillances élevées et de 1° aux brillances faibles. Pour les valeurs de 400 μ stilbs et $N_0 = 15$, il correspond un champ de 1°.4.

Ces trois valeurs définissent une sorte de point triple délimitant simultanément deux domaines de brillance et de champ.

En ce qui concerne ce dernier, on obtient ainsi la dimension angulaire de la « fovea centralis ».

Il y a donc intérêt à adopter comme valeurs optima des conditions de travail, les valeurs déterminées par ces divers recoupements.

Elles diffèrent notablement des valeurs préconisées par Ives, en 1913, et adoptées depuis par la C.I.E. : champ 2° brillance 800 μ stilbs. Le champ plus faible correspond à une réduction plus complète de l'effet PURKINJE par élimination de la vision par les bâtonnets et simultanément à une diminution de la dispersion des pointés. Toutefois, les

dimensions de la fovea dépendant de l'observateur, l'adoption de la brillance plus réduite de 400 μ sb. permet en s'en tenant à un champ fixe de 1°,4 de ne pas le régler pour chaque observateur, les résultats de mesure étant indépendants du champ à ce niveau de brillance.

§ 8. — ALIMENTATION DES SOURCES LUMINEUSES.

Si l'alimentation est faite en courant continu, les mesures sont aisées. Si l'alimentation est faite en courant alternatif, plusieurs cas sont à considérer.

a) Lampes de même type et en phase (soit deux lampes à décharge, soit deux lampes à incandescence). Les mesures se font comme en courant continu sans difficultés nouvelles.

b) Lampes de types différents, par exemple une lampe à décharge et une lampe à incandescence. Le régime lumineux de ces lampes en alternatif est très différent : extinction presque totale de la lampe à décharge entre chaque alternance, oscillations de faible amplitude pour la lampe à incandescence. Le papillotement va donc produire un effet stroboscopique. Pour deux lampes de même type leurs intensités lumineuses sont les mêmes à chaque instant. Pour deux lampes de types différents seules leurs intensités moyennes sont égales. Pour supprimer cet effet stroboscopique qui ôte tout sens aux mesures, il est indispensable d'utiliser une fréquence de papillotement telle que la durée d'éclairement par chaque source contienne un nombre entier de demi-périodes du courant alternatif : la mesure portera ainsi sur les éclairissements moyens. Cela revient à dire que la période de papillotement est multiple exact de la période du courant. Pour un réseau à 50 périodes, les fréquences possibles de papillotement sont donc :

$$25 - 16,66 - 12,50 - 10...$$

L'étude des conditions de travail montre que cette gamme est suffisante dans l'immense majorité des cas.

Remarque I : Il n'est pas du tout nécessaire qu'il y ait synchronisme entre le papillotement et l'alimentation, pourvu que la vitesse soit constante.

Remarque II : Les mêmes considérations et les mêmes résultats sont à retenir dans le cas de comparaison d'une source continue avec une source alternative.

Il est donc possible de comparer avec le photomètre papilloteur les intensités lumineuses de lampes de régimes lumineux très différents.

§ 9. — METHODES DE GRADATION DES ECLAIREMENTS PRODUITS SUR L'ECRAN PAR LA LAMPE-TARE.

Diverses techniques ont été proposées et utilisées pour agir sur la valeur du flux lumineux transporté par un faisceau défini géométriquement.

Les plus employées font appel aux propriétés suivantes :

a) *Nicols :* Le flux lumineux qui sort d'un système de deux nicols dont les plans de section principale font un angle α est avec le flux incident dans un rapport :

$$\tau_1 = 1/2 \cos^2 \alpha$$

b) *Coins absorbants :* constitués par une lampe transparente prismatique de transmission k doublée par un contre-coin d'absorption négligeable. Un flux lumineux qui traverse une épaisseur x de la lame absorbante est réduit dans un rapport :

$$\tau_2 = e^{-kx} \text{ ou } \tau_2 = 10^{-D} \text{ en posant } D = \frac{kx}{\log 10}$$

(D = densité optique).

c) *Disque de Talbot :* un disque portant une échan-

crure assez grande, réduit un flux lumineux dans un rapport

$$\tau_3 = \frac{\alpha}{2\pi}$$

d) *Loi de l'inverse carré des distances :* l'éclairement produit sur un écran fixe par une source de brillance constante à des distances successives d_0 et d est réduit dans le rapport :

$$\tau_4 = \left(\frac{d_0}{d}\right)^2$$

Les quatre courbes reproduites sur la figure 33 montrent pour chacun de ces dispositifs l'affaiblissement obtenu en fonction de la grandeur mesurée directement ; soit :

a) l'angle α des nicols ;

b) la densité D du coin proportionnelle à son déplacement ;

c) l'angle d'ouverture α du disque ;

d) le déplacement réduit $\frac{d}{d_0}$ de la source.

L'examen de ces courbes montre que la dernière donne la pente la plus faible dans la majorité de son étendue.

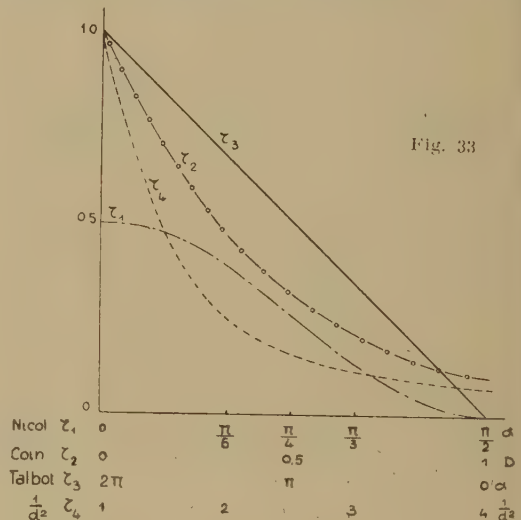


Fig. 33

Chaque méthode présente ses inconvénients que nous allons passer en revue successivement.

a) Les nicols provoquent des pertes de lumière par réflexion sur les diverses faces (entrée et sortie) et par absorption, phénomènes dépendant de la longueur d'onde, modifiant donc la constitution des faisceaux lumineux.

En outre, l'état de polarisation initiale du faisceau lumineux incident fausse les résultats, si c'est le premier nicol qui tourne ; si c'est le second, des erreurs peuvent intervenir si le faisceau transmis subit de nouvelles réflexions ou réfractions.

b) Les coins absorbants sont tous nettement sélectifs.

c) Le disque de TALBOT semble parfait à tous les égards ; il faut signaler cependant la difficulté de mesurer avec précision l'angle d'ouverture lorsqu'on veut pouvoir régler pendant chaque mesure. D'autre part, pour l'étude de flux lumineux variables périodiquement, les phénomènes stroboscopiques produits peuvent être gênants.

d) La loi de l'inverse carré des distances est une loi purement géométrique reposant sur la propagation rectiligne de la lumière. Elle semble donc parfaite. Son emploi exige toutefois certaines précautions sur lesquelles nous allons insister.

Cette loi n'est rigoureuse que si la source est ponctuelle, ce qui n'est jamais le cas. Voyons quel est l'ordre de gran-

deur des écarts lorsque la source a des dimensions, soit transversales, soit longitudinales.

Soit une source linéaire de longueur $2a$ dirigée perpendiculairement à la direction de l'écran situé à une distance d . L'éclairement produit sur l'écran par un élément dx de la source a pour valeur :

$$dE = \frac{B dx}{d^2} \cos \alpha$$

si la brillance de la source est constante, il faut intégrer l'expression :

$$E = 2B \int_0^a \frac{\cos \alpha dx}{d^2}$$

avec :

$$x = d \operatorname{tg} \alpha \quad dx = d \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha}$$

et :

$$\cos \alpha = \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}$$

d'où :

$$E = \frac{2B}{d} \int_0^a \cos \alpha d\alpha$$

et :

$$E = \frac{2B}{d} \sin \alpha$$

et

$$\sin \alpha = \frac{a}{\sqrt{d^2 + a^2}} = \frac{a}{d} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{a^2}{d^2}}}$$

$$E = \frac{2B}{d^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{a^2}{d^2}}}$$

$$= \frac{2B}{d^2} \left[1 - \frac{a^2}{2d^2} + \dots \right]$$

$$E = \frac{2B}{d^2} \left(1 - \frac{a^2}{2d^2} \right)$$

Si l'on veut que l'écart soit inférieur à 1/2.000, il faut que :

$$a^2/d^2 \leq 1/2000$$

soit :

$$a/d \leq 1/31,6$$

La source utilisée ayant une longueur de $2a = 22 \text{ mm}$, nous devons l'employer à des distances supérieures à :

$$d = 31,6 \times 1,1 = 35 \text{ cm}.$$

Soit maintenant la même source orientée dans la direction de l'écran situé à une distance d ; supposons que chaque élément de source n'absorbe absolument pas la lumière provenant des autres éléments. L'éclairement dE produit par un élément dx de la source a pour valeur :

$$dE = \frac{B dx}{(d-x)^2}$$

si la brillance de la source est constante, il reste à intégrer l'expression :

$$E = B \int_{-a}^{+a} \frac{dx}{(d-x)^2}$$

ce qui donne :

$$E = B \left[\frac{1}{d-x} \right]_{-a}^{+a}$$

$$E = B \left[\frac{1}{d-a} - \frac{1}{d+a} \right]$$

$$E = B \frac{2a}{d^2 - a^2} = \frac{2B}{d^2} \times \frac{1}{1 - \frac{a^2}{d^2}}$$

$$E = \frac{2B}{d^2} \left(1 + \frac{a^2}{d^2} \right)$$

Ici encore, si l'on veut limiter l'écart à 1/2.000

$$a^2/d^2 \leq 1/2000$$

soit :

$$a/d \leq 1/44,7$$

La source utilisée ayant une profondeur utile $2a$ de 4 mm, nous devons l'employer à des distances supérieures à :

$$d = 0,2 \times 44,7 = 8,9 \text{ cm}.$$

En fait, dans les conditions de travail $d > 50 \text{ cm}$ le calcul montre rapidement que l'erreur commise au total est inférieure à 1/4.000.

Par ailleurs, cette méthode permet une grande précision de repérage : la position du chariot peut aisément être repérée à 0,5 mm près, ce qui crée une erreur de mesure égale au maximum à :

$$\begin{array}{l} \frac{2}{1000} \text{ à } 50 \text{ cm} \\ 0,5 \\ \frac{0,5}{1000} \text{ à } 200 \text{ cm} \end{array}$$

Cette technique a été définitivement choisie en remarquant encore la nécessité absolue qu'aucun diaphragme ne vienne limiter l'ouverture des faisceaux entre la source et l'écran. Les conditions d'emploi étant bien déterminées, nous disposons là d'un moyen très pratique pour modifier un éclairement de composition spectrale quelconque, dans un rapport connu avec une incertitude relative inférieure au millième.

Remarque I : Si une distance supérieure à 50 cm est suffisante pour réduire les erreurs de dimensions de la source à des valeurs négligeables, il n'est pas indifférent de situer la lampe de comparaison n'importe où sur le banc photométrique. Des expériences relatées précédemment ont montré qu'un écart de 0,5 % sur la brillance était directement décelable au papilloteur : le tableau ci-dessous indique en millimètres l'écart correspondant sur les pointés à diverses distances :

Distance	50 cm	100 cm	150 cm	200 cm
Ecart	1,25 mm	2,5 mm	3,75 mm	5 mm

Or, il est illusoire de chercher à faire des lectures à mieux de 0,5 mm à cause de la graduation de la règle et de l'épaisseur de l'index, d'autre part, la position du zéro de l'échelle par rapport à l'écran diffusant se définit difficilement à mieux que 0,5 mm. Il ne faut donc pas descendre au-dessous de $d = 50 \text{ cm}$ pour garder aux mesures leur signification individuelle à quelques pour mille près. Pour les comparaisons à faible brillance en général, le seuil de perception du papillotement dépasse notablement 0,5 % et peut atteindre 2 %. Dans ce cas l'incertitude pour un même point atteint 2 cm à 2 mètres, les déplacements à donner à la lampe, en recherchant l'égalisation, commencent à prendre une importance qui nuit à la précision. Il est donc recommandable de se limiter aux abords de 2 mètres.

En se fixant ces limites, on s'impose de ne pouvoir comparer directement que des sources lumineuses dont le

rapport des intensités est inférieur à $\left(\frac{200}{50} \right)^2 = 16$. Pour

des rapports plus grands, il est nécessaire d'utiliser une source d'intensité intermédiaire.

Remarque II : On peut avoir à régler des intensités lumineuses, mais sans que le mode de réglage nécessite une mesure ou même un repérage.

Pour de grandes variations, la méthode qui consiste à

agir sur un diaphragme à iris placé dans le plan d'une image réelle de la source, est très pratique. On peut, en effet, dans le cas d'une source linéaire, obtenir des variations considérables sans modifier sensiblement la forme géométrique des faisceaux. Ceci est utile pour conserver dans le plan de l'écran un champ de pleine lumière à éclairage uniforme de dimensions à peu près invariables.

CHAPITRE VI

PRÉCISION OBTENUE AVEC LE PHOTOMÈTRE PAPILLOTEUR

§ 1. — DISPERSION DES POINTES.

Une série d'un grand nombre de pointés relatifs à une même mesure permet de voir d'une part s'il existe des écarts accidentels et d'autre part la grandeur de l'écart à attribuer à la moyenne de la série.

C'est dans ce but qu'une série de mille pointés a été réalisée par un même observateur (G. BLEU) dans des conditions normales d'emploi :

comparaison jaune-vert de brillance moyenne 400 μ stb, champ réduit 1°26', fréquence de papillotement optimale, distance de la lampe mobile 1,50 m environ.

Les pointés ont été faits par séries rapides de 50 en 10 minutes environ avec intervalles de repos à peu près égaux : l'ensemble a été terminé dans la même journée.

Tous les écarts sont convertis en pour cent de la valeur moyenne qui se trouve ainsi ramenée à l'unité. Cette conversion est faite en intensité lumineuse (valeur cherchée) et non en distance, ce qui introduit une relation non linéaire ($I = k/d^2$) entre grandeur et écarts mesurés.

EXEMPLE DE CALCUL.

Soit 153,645 cm une moyenne et 154,55 cm une mesure : l'écart mesuré est : 154,55 cm — 153,645 cm = 0,905 cm.

On peut calculer l'écart relatif par la formule approchée :

$$\frac{\delta I}{I} = 2 \frac{\delta d}{d} = 2 \frac{0,905}{153,645} = 0,0118 \text{ soit } 1,18 \%$$

alors que la valeur correcte de l'écart serait :

$$\frac{I_m - I}{I_m} = \frac{\left(\frac{K}{153,645}\right)^2 - \left(\frac{K}{154,55}\right)^2}{\left(\frac{K}{153,645}\right)^2} = 1 - \left(\frac{153,645}{154,55}\right)^2 = 1,170\%$$

Le même calcul repris avec la même moyenne et 152,74 cm pour mesure donne le même écart 0,905 cm, donc le même écart relatif approché 1,18 %, mais la valeur correcte de l'écart vrai est 1,175 %.

Ceci montre que le calcul approché augmente les écarts relatifs (augmentation négligeable pour le résultat final), la faute systématique ainsi introduite (de l'ordre de 1 %) étant plus grande pour les écarts en distance positifs, que pour les écarts en distance négatifs. La courbe de répartition obtenue doit donc se trouver dilatée et plus du côté positif que de l'autre.

En classant les écarts relatifs en pour cent par tranches, de — 3,5 à — 2,5; de — 2,5 à — 1,5..., etc., jusqu'à + 2,5 à + 3,5, les mille valeurs obtenues (calcul approché) se répartissent comme suit :

— 3,5	— 2,5	— 1,5	0,5	+ 0,5	+ 1,5	+ 2,5	+ 3,5
10	70	235	365	240	73	7	
	315			320			

Pour de légères variations, finition d'un réglage par exemple, un appareil préconisé par IVES [25a] est d'emploi confortable et également non sélectif. Il est constitué par un réseau de fils métalliques noircis tendus parallèlement sur un cadre. En modifiant l'inclinaison du plan du cadre par rapport à l'axe du faisceau lumineux, on agit sur la transmission du dispositif.

Cette distribution met en évidence un excès des écarts positifs conforme au raisonnement précédent. En effet, les écarts positifs vrais sont inférieurs de 1 % environ aux écarts approchés dénombrés ci-dessus, environ 1 % d'entre eux seront ramenés dans la colonne centrale, ce qui conduit à admettre approximativement pour distribution réelle des écarts (avec calcul analogue pour les écarts négatifs : correction de 0,5 %).

$$10 - 70 - 234 - 369 - 238 - 72 - 7$$

ou en ramenant au maximum 1000 :

$$27 - 190 - 635 - 1000 - 645 - 195 - 19$$

Ces points se situent remarquablement bien (fig. 34) sur une courbe de GAUSS tracée suivant l'équation

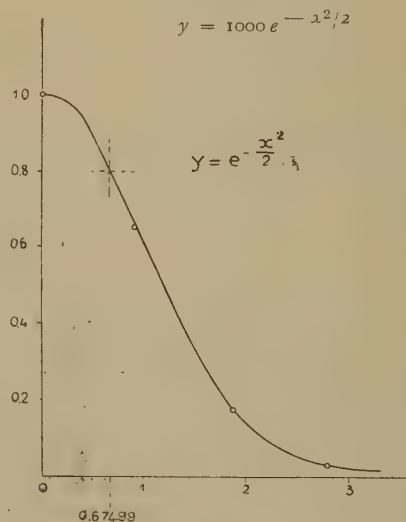


Fig. 34

où x prend la valeur 0,92 pour un écart de 1 %. Dans cette représentation l'écart-type a pour valeur $x = 1$ soit ici en pour cent : $x = 1,1$, ce qui conduit à admettre comme écart probable sur la moyenne la valeur :

$$\frac{2}{3} \frac{\eta}{\sqrt{n}} = \frac{2}{3} \frac{1,1}{\sqrt{1000}} = 0,023 \%$$

Pour montrer la signification de ces résultats, il peut être utile de reprendre les mêmes opérations sur divers groupes de 10 pointés consécutifs.

Le tableau VIII, sans reproduire tous les calculs intermédiaires, donne les résultats pour deux séries qualifiées respectivement de mauvaise et de bonne.

TABLEAU VIII

Séries	Mauvaise	Bonne
	154,45 cm	153,50 cm
	4,50	3,15
	4,55	3,45
	3,95	3,95
	4,25	3,55
	3,45	3,40
	3,60	3,45
	1,50	4,25
	2,60	3,95
	3,60	3,70
Moyenne	153,645 cm	153,635 cm
Dispersion	3,05 cm	1,10 cm
Ecart type	1,47 %	0,1 %
Ecart probable	0,3 %	0,02 %

Sans attacher une valeur excessive à ces nombres qui portent sur des séries de 10 pointés seulement, on peut toutefois en conclure que : pour une dispersion de l'ordre du centimètre à 1,50 m, on a 95 chances sur 100 pour que la valeur vraie diffère de la valeur mesurée de moins de 2 pour mille.

§ 2. — MESURE DU FACTEUR DE TRANSMISSION MONOCHROMATIQUE D'UN FILTRE POUR UNE RADIATION DETERMINEE.

Une telle détermination comporte la mesure d'un certain flux lumineux monochromatique, puis la mesure du même flux affaibli par passage à travers le filtre considéré. La comparaison porte sur des lumières identiques : elle peut être réalisée uniquement par photométrie hétérochrome.

Il est donc possible d'utiliser un récepteur physique dont la sélectivité n'entrera dès lors pas en ligne de compte.

Par photométrie visuelle, la mesure peut être homochrome ou hétérochrome si l'on utilise une source de comparaison de couleur différente.

a) MÉTHODE PHYSIQUE :

Le récepteur employé peut être simplement fidèle (photopile) et l'opération consistera à réaliser l'égalité des deux éclairagements successifs de la cellule en agissant sur l'un d'eux par une méthode appropriée de réduction. La mesure pourrait également être directe si l'on dispose d'un récepteur à caractéristique linéaire, une thermopile par exemple.

b) MÉTHODE VISUELLE :

Le photomètre papilloteur permet de faire la comparaison avec emploi d'une source intermédiaire de couleur différente, ce qui semble compliquer le problème à plaisir.

Le rapprochement des résultats obtenus par ces deux méthodes permettra de porter un jugement « chiffré » sur la valeur des mesures effectuées au photomètre papilloteur. Il est à remarquer dès l'abord que l'introduction de comparaisons hétérochromes ne rend pas dans ce cas particulier le résultat fonction de l'observateur et qu'il sera donc possible d'en utiliser plusieurs.

A. — Mesure par photométrie physique.

L'écran étudié est l'association de verres « ZEISS B » prévue pour isoler la raie verte (5461 Å) dans le spectre de l'arc au mercure. En fait il laisse passer de plus une fraction appréciable de la partie rouge du fond continu.

La source lumineuse est une lampe à arc au mercure PHILIPS type HP 300 dont on isole la radiation verte au moyen d'une combinaison de verres SCHOTT très sélective.

Faute de l'appareillage nécessaire à l'utilisation d'une thermopile, les mesures ont été faites au moyen d'une photopile (cellule au sélénium type L.M.T. 3002) par la méthode de zéro. Celle-ci consiste à mesurer la f.e.m. aux bornes de la photopile avec un potentiomètre, et à la maintenir constante au cours des mesures en déplaçant la source lumineuse par exemple.

Le récepteur étant placé loin de la lampe (environ 2 mètres) l'inclinaison des rayons marginaux est faible (le diamètre utile de la surface sensible est 8 cm donc $\alpha = 2/100$ radian) et varie peu lorsqu'on déplace la lampe de la quantité nécessaire (25 cm environ $\alpha = 2,3/100$ radian). Aucun diaphragme n'est interposé pour que la surface utile de la photopile soit toujours entièrement couverte.

Dans ces conditions, on peut appliquer la loi du carré des distances (il faut faire la correction due à l'épaisseur du filtre). Le fait que le faisceau n'est pas constitué par des rayons parallèles entre eux et normaux à l'écran, introduit une erreur dont la valeur relative est inférieure à 10⁻² donc négligeable.

Quatre mesures effectuées dans ces conditions ont donné pour valeur moyenne du facteur de transmission en lumière parallèle (τ_0) de cet écran la valeur :

$$\tau_0 = 0,7607$$

les quatre résultats étant :

$$0,7623 - 0,7586 - 0,7577 - 0,7643.$$

Précision : Etant donnés les soins apportés à ces mesures et la faible amplitude de leurs écarts (1 % environ), on peut penser que cette valeur est connue avec une incertitude de 5^o/₁₀₀, soit : $\tau_0 = 0,7607 \pm 0,0038$.

B. — Mesure par photométrie visuelle.

La lampe munie de son filtre SCHOTT très sélectif reste immobile.

a) Elle éclaire directement l'écran diffusant du papilloteur avec ou sans interposition du filtre étudié. Soit τ le facteur de transmission mesuré.

b) Elle est au foyer d'une lentille. Le filtre est traversé par de la lumière parallèle. Soit τ_0 le nouveau facteur de transmission.

RELATION ENTRE τ ET τ_0 .

Dans le premier cas l'écran a un double rôle : il affaiblit le faisceau dans le rapport τ_0 , mais il rapproche la source

d'une distance $\frac{(n-1)e}{n}$ où n représente l'indice moyen de l'écran et e son épaisseur.

Dans le cas présent, le calcul établit la relation :

$$\tau_0 = \tau \times 0,975_5$$

MESURES :

Il était intéressant de voir le rôle joué par la composition spectrale de la lumière de la lampe tare, soit sur la valeur même du résultat, soit sur la précision des pointés.

Dans ce double but, les mesures ont été effectuées par quatre observateurs dont deux entraînés aux mesures photométriques (GB et CK) et deux novices (ALG et AL). Chacun a utilisé les deux montages décrits plus haut et six teintes différentes de la lampe-tare.

Celle-ci était aussi une lampe HP 300, pour éviter l'effet stroboscopique et les diverses teintes étaient obtenues par l'emploi de gélatines colorées (bleu, vert, jaune, vert-jaune, pourpre, neutre).

RÉSULTATS :

Ces résultats ainsi que l'écart moyen pour chaque série sont groupés dans le tableau IX, d'une part, par observateur, d'autre part par teinte de la lampe-tare. Le tableau X rassemble les résultats pour l'ensemble des 108 mesures.

Les écarts observés entre chaque moyenne étant inférieurs aux écarts moyens, il n'y a pas d'écart systématique caractérisant tel observateur ou telle teinte de la lampe-tare.

La moyenne des soixante mesures effectuées avec le montage (a) est :

$$\tau = 0,779_5$$

TABLEAU IX

Montage <i>a</i>		G. B.	C. K.	A. L. G.	L.		
	<i>n</i>	32	11	8	9		
	<i>m</i>	0,7803	0,7784	0,7810	0,7761		
	Δ	0,006	0,006	0,007	0,005		
moyenne : 0,7798							
		Bleu.	Vert.	Jaune.	Vert jaune	Pourpre.	Neutre.
	<i>n</i>	12	11	10	9	9	8
	<i>m</i>	0,7817	0,7780	0,7774	0,7812	0,7793	0,7791
	Δ	0,005	0,006	0,006	0,005	0,006	0,006

Montage <i>b</i>		G. B.	C. K.	A. L. G.	L.		
	<i>n</i>	24	6	4	14		
	<i>m</i>	0,7621	0,7588	0,7591	0,7603		
	Δ	0,004	0,007	0,008	0,007		
moyenne : 0,7609							
		Bleu.	Vert.	Jaune.	Vert jaune.	Pourpre.	Neutre.
	<i>n</i>	7	8	11	8	6	8
	<i>m</i>	0,7598	0,7600	0,7604	0,7673	0,7608	0,7573
	Δ	0,006	0,003	0,005	0,006	0,006	0,006

n représente le nombre d'observations — *m* représente leur valeur moyenne — Δ représente l'écart moyen absolu par rapport à *m*.

TABLEAU X

	G. B.	C. K.	A. L. G.	L.	
	56 0,7613 + 1,3	17 0,7594 — 1,8	12 0,7611 + 0,92	23 0,7594 — 1,8	

	Bleu.	Vert.	Jaune.	Vert jaune.	Pourpre.	Neutre.
	19 0,7617 + 1,2	19 0,7593 — 1,7	21 0,7595 — 1,7	17 0,7646 + 5,0	15 0,7607 — 0,1	16 0,7592 — 2,1

Écart 0/00 = écart entre le résultat ci-dessus et la moyenne 0,7607.

La valeur déduite pour τ_0 est :

$$\tau_0 = 0,7795 \times 0,9753 = 0,7607$$

La moyenne des quarante-huit mesures effectuées avec le montage (*b*) donne directement :

$$\tau_0 = 0,7609$$

La parfaite identité existant entre ces deux moyennes permet d'affirmer que la valeur de τ_0 est :

$$\tau_0 = 0,7607 \pm 0,0008.$$

L'incertitude relative étant de :

$$\Delta \tau_0 / \tau_0 = 1 \text{ } 0/00$$

CONCLUSION.

Ces expériences montrent le parfait accord entre la méthode physique et la méthode photométrique.

Il semble que cette dernière soit susceptible d'une plus grande précision à condition d'avoir un nombre de mesures suffisant (une vingtaine).

N. B. — Il convient de remarquer que les deux lampes photométriques étant de même type, il n'est pas nécessaire de stabiliser avec soin la tension; en fait les deux lampes étaient alimentées directement par le réseau alternatif à 50 périodes par seconde.

CHAPITRE VII

VALIDITÉ DE LA MÉTHODE DE PAPILLOTEMENT

§ I. — COMPARAISON DES RESULTATS OBTENUS PAR PAPILLOTEMENT ET PAR PLAGES JUXTAPOSEES.

En photométrie homochrome, la méthode logique de comparaison de deux intensités lumineuses est évidemment celle des plages juxtaposées avec ligne de séparation

évanescence à l'égalisation. Mais en photométrie hétérochrome, cette égalisation devient très délicate dès que la différence de teinte est sensible. Pour un même observateur les résultats sont très dispersés et peuvent ne pas être reproductibles. Le photomètre papilloteur, ainsi qu'il résulte de l'étude précédente conduit à des mesures bien

groupées et, pour un même observateur, parfaitement reproductibles d'une série de mesures à l'autre, dans des limites n'excédant pas l'écart probable sur chaque série. Mais le critérium qui lui sert de base est contestable, puisqu'il ne correspond nullement à l'utilisation pratique de la lumière. Il n'est pas sûr a priori que les deux méthodes de mesures fournissent dans tous les cas des résultats identiques. Il est un cas toutefois où l'on peut se prononcer avec certitude : lorsque les deux lumières comparées ont même composition spectrale, les deux techniques doivent évidemment donner, et donnent en fait des résultats identiques. Si les couleurs sont différentes, le peu de précision des mesures directes ne permet pas de mettre en évidence des écarts systématiques. On peut cependant considérer un cas intermédiaire où la comparaison sera possible : celui de deux lumières de compositions spectrales différentes, mais donnant à l'œil-même sensation colorée. Il y a une infinité de manières de réaliser de tels équilibres. On peut en obtenir simplement à partir de lumières monochromatiques. Si l'on considère le triangle des couleurs (fig. 35),

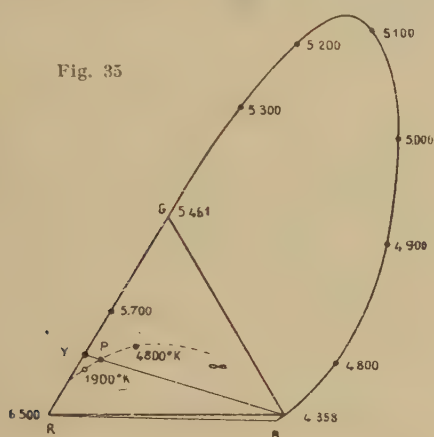


Fig. 35

où chaque couleur est représentée par un point dont les coordonnées triangulaires définissent les composantes colorimétriques r , g , b , une couleur résultant du mélange de deux autres est représentée par un point situé sur la droite joignant les points figurant sur les composantes. Sur le lieu du spectre, toute couleur spectrale comprise entre le vert (5461 Å) et le rouge, le jaune 5770-90 Å par exemple, peut pratiquement être équilibrée par un mélange de ces deux couleurs.

Le papilloteur étant bloqué, on peut comparer directement deux plages de mêmes couleurs subjectives ainsi réalisées, et ceci avec une bonne précision; le moteur étant mis en marche, la mesure peut s'effectuer aussi par papillotement. Un autre équilibre relativement aisé à réaliser est le suivant : la droite joignant le jaune précédent au bleu coupe en P la courbe du corps noir; il est donc possible de réaliser un mélange de bleu et de jaune équilibrant le corps noir à une température donnée (celle-ci est d'environ 2.300° K pour l'observateur moyen). Le réglage à réaliser sera déjà plus délicat, vu la nécessité d'agir simultanément sur la couleur et la brillance du corps noir et sur le dosage du mélange jaune-bleu. Les mesures ont été faites pour le premier point Y par une trentaine d'observateurs mais n'ont pu être poursuivies pour le second point P (1).

Le point délicat est le réglage colorimétrique. L'œil en effet s'accoutume très rapidement et après quelques instants de fixation juge parfait un équilibre qui n'est

(1) Cette étude particulière, abordée sur la suggestion de M. P. FLEURY, fera l'objet d'une communication ultérieure.

que grossièrement approché. Il importe d'opérer rapidement, de la manière suivante par exemple : jeter un coup d'œil bref (une seconde) sur le champ, estimer la modification à effectuer, la réaliser, attendre un peu (une minute), jeter un nouveau coup d'œil bref..., etc. De cette manière l'œil ne s'accoutume pas comme il arrive si l'on fait le réglage pendant l'observation du champ. Les avantages de ce procédé sont mis en évidence par le fait que pour un même observateur des réglages effectués à des mois d'intervalle, sont concordants à 1 ou 2 % près.

Les mesures concernant le premier équilibrage faites par trente observateurs montrent un écart systématique entre les résultats fournis par deux méthodes, le papillotement attribuant en moyenne une luminosité plus faible à la lumière complexe. En notant comme positifs les écarts de même sens que la moyenne on relève 9 écarts négatifs et 21 positifs s'échelonnant de -9 à $+15$ %, la valeur moyenne étant de 3,0 %. La dispersion concorde approximativement avec la loi de GAUSS (nombre restreint de pointés) l'écart moyen est élevé 4 %. Comme les écarts relatifs à un observateur sont constants, on doit interpréter comme suit l'ensemble de ces mesures : pour un observateur donné, les deux méthodes photométriques donnent pour la comparaison envisagée des résultats différents, les écarts sont tantôt dans un sens tantôt dans un autre selon l'observateur, les écarts positifs (voir ci-dessus) étant deux fois plus fréquents que les autres; du point de vue statistique, pour l'ensemble des 30 observateurs envisagés, la moyenne des écarts constatés est voisine de 3 %.

Il serait intéressant de reprendre de semblables déterminations pour un certain nombre d'autres lumières composées, de voir si les divers écarts pour un même observateur sont tous de même sens, et d'étudier leurs variations.

§ 2. — HYPOTHESES CONCERNANT LE MECANISME SUBJECTIF DU PAPILOTTEMENT

Il est possible de formuler des hypothèses simples permettant d'expliquer les divergences signalées au paragraphe précédent. Les données de base sont les suivantes :

- a) additivité des intensités lumineuses par papillotement (chapitre VIII, paragraphe 4);
- b) divergences des deux méthodes;
- c) variation de la loi de persistance des sensations lumineuses suivant la longueur d'onde.

Voici les hypothèses proposées :

- a) Indépendance des composantes d'une lumière complexe au point de vue action sur l'œil;
- b) Additivité sur la rétine d'un éclaircissement actuel et de la persistance d'un éclaircissement antérieur.

En photométrie par plages juxtaposées, on peut admettre que la comparaison donne des valeurs exactes pour des lumières homochromes objectivement ou subjectivement. Pour des comparaisons hétérochromes, les résultats peuvent être faussés par un phénomène de contraste chromatique. En photométrie de papillotement, les hypothèses faites ci-dessus conduisent à admettre que pendant chaque phase (demi-période) du papillotement, l'éclaircissement de la rétine est la somme de l'éclaircissement propre à cette phase et de l'éclaircissement résiduel de la phase précédente. Pour une fréquence de l'ordre de 16 périodes par seconde, la durée

d'une phase est $\frac{1}{2 \times 16} = 0,03$ seconde. Cette durée

étant tout à fait comparable aux durées d'établissement et de disparition des sensations lumineuses, on est obligé de tenir compte de l'existence de ces dernières. Les principaux renseignements à ce sujet résultent des travaux d'ALLEN [3] et de PIÉRON [3a] :

a) pour les diverses couleurs les durées d'établissement et de disparition varient dans le même sens, la première étant nettement plus courte que l'autre;

b) ces durées ont une variation parabolique avec la longueur d'onde, le minimum ayant lieu vers 5.900 Å.

c) pour le minimum, la durée pratique d'extinction est de 0,12 seconde : la loi de décroissance peut être représentée par une courbe en S, la sensation étant réduite de moitié environ au bout d'un temps égal au 1/10 du précédent;

d) valeurs relatives de ces durées :

Vert 5461	Jaune 5880	Rouge 7000
14	12	18

En utilisant qualitativement ces diverses données on peut chercher à voir quel lien existe entre les résultats obtenus par une comparaison au papilloteur et les valeurs intrinsèques des éclairissements mesurés. Pour un éclairissement donné, l'établissement et la suppression de l'excitation sont presque instantanés, la durée de masquage ou de démasquage de l'écran par les arêtes des volets mobiles ne représentant en effet que 1/13 de la durée d'éclairissement. La figure 36a, montre la variation dans le temps de l'éclairissement rétinien par deux flux successifs jaune et rouge.

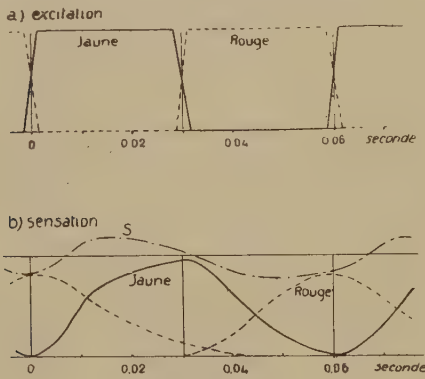


Fig. 36 a et b

Le second dessin (courbes tracées d'après PIÉRON) sans prétendre donner une représentation exacte du phénomène, montre l'établissement et la disparition de chaque sensation, plus longs pour le rouge que pour le jaune. La courbe S qui représente la sensation résultante montre que la phase jaune est avantagée. Pour qu'il y ait équilibre l'observateur mettra moins de jaune (il éloignera la lampe-tare) et attribuera de ce fait à l'éclairissement rouge une valeur inférieure à la valeur réelle. Il va de soi qu'en comparaison objectivement homochrome les deux phases sont également altérées et la mesure est correcte. Dans la somme vert-rouge, en vertu de l'hypothèse faite sur l'indépendance des composantes, le vert et le rouge se comportent comme s'ils étaient seuls et leur somme est sous-estimée : c'est bien ce qui a été trouvé expérimentalement en moyenne. Les mesures en unités lumineuses jaunes des intensités verte, rouge ou jaune complexe sont donc erronées, mais l'additivité des unes entraîne celle des autres. Quant à la valeur exacte de l'écart, elle dépend de la variation de la persistance en fonction de la longueur d'onde, phénomène qui varie d'un sujet à l'autre et de

la loi de décroissance de la sensation résiduelle, loi mal connue et dépendant certainement aussi du sujet. Ceci explique la dispersion des écarts trouvés. On peut néanmoins avoir une idée approximative des variations de cet

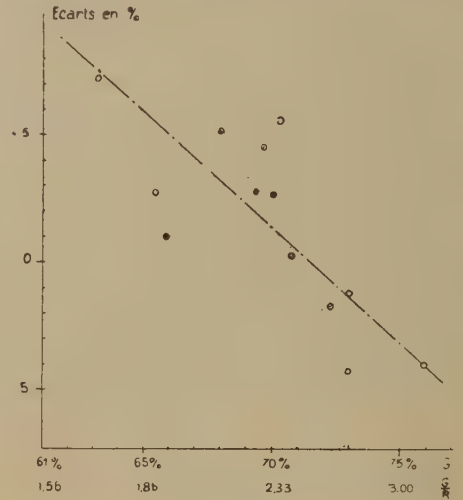


Fig. 37

écart en fonction des caractéristiques colorimétriques du sujet. L'écart expliqué par cette théorie est d'autant plus grand que les temps d'établissement et de disparition des sensations sont plus importants. Pour le rouge (durée 0,18 seconde) l'écart doit être plus grand que pour le vert (durée 0,14 seconde) : ceci est incontrôlable directement, mais, pour un mélange de vert et de rouge l'écart doit croître avec la proportion de rouge : la variation est faible, mais semble nette sur la figure 37 où chaque point représente un observateur avec en abscisse la composition qu'il donne au mélange rouge-vert pour équilibrer le jaune, et en ordonnée l'écart qu'il constate entre les deux méthodes.

Dans le cas le plus général où la comparaison, même hétérochrome porte sur des lumières à spectre continu, on peut concevoir d'après les hypothèses précédentes que la méthode de papillotement donne des déterminations légèrement inexacts, certainement moins d'ailleurs (par continuité) que dans le cas étudié ci-dessus. Par contre, indépendamment de la structure même des lumières composées, la méthode des plages juxtaposées donne des résultats inexacts par suite du contraste chromatique d'autant plus sensible que les couleurs sont plus distinctes, ce qui explique les divergences parfois considérables entre les deux méthodes.

Si l'on admet ce qui précède on voit que la méthode de papillotement donne une définition pratiquement correcte des intensités lumineuses quelconques. Aux points de vue industriel et commercial, la précision obtenue suffit amplement. Du point de vue théorique, en photométrie de précision, il ne semble pas impossible qu'une étude très approfondie de la persistance des sensations lumineuses quant à la durée et à la loi de décroissance permette d'évaluer numériquement les écarts constatés expérimentalement et expliqués par la théorie présentée ici.

TROISIÈME PARTIE

QUELQUES PROBLÈMES DE

PHOTOMÉTRIE HÉTÉROCHROME

La première question qui vient à l'esprit est la suivante : les grandeurs mesurées en photométrie hétérochrome sont-elles additives ? Cette propriété est essentielle pour que les mesures aient un sens. Or, c'est un fait reconnu depuis longtemps que la courbe de visibilité d'un observateur déterminé est susceptible de se déformer en fonction de divers facteurs, tels que la grandeur angulaire du champ de mesure et sa brillance. Ces modifications sont incompatibles avec une loi formelle d'additivité. Le problème consiste à trouver une technique et des conditions de mesures bien déterminées pour lesquelles les effets signalés ci-dessus soient négligeables. Ces recherches font l'objet du chapitre VIII.

Ce point étant obtenu, c'est-à-dire la courbe de visibilité d'un observateur étant parfaitement déterminée dans des conditions précises, il reste à comparer entre elles celles des divers observateurs.

Le résultat d'une mesure photométrique hétérochrome fait intervenir quelques valeurs du facteur de visibilité relative de l'observateur, si la source est à spectre de raies, et l'ensemble des valeurs de ce facteur si la source est à spectre continu. Il s'ensuit que le résultat de la mesure dépend de l'observateur : une valeur numérique n'a donc de sens qu'autant que l'on peut caractériser l'observateur qui l'a déterminée.

Il est commode, et c'est à quoi la C.I.E. s'est attachée depuis de nombreuses années, de définir un observateur-type dont la courbe de visibilité soit connue par définition.

CHAPITRE VIII

LA LOI D'ADDITIVITÉ EN

PHOTOMÉTRIE DE PAPILLOTEMENT

Cette loi concerne la possibilité de définir une sensation lumineuse comme somme de deux ou plusieurs autres. Lorsqu'il s'agit de sensations identiques quant à leur nature (sources lumineuses homochromes) la réponse paraît tellement évidente que bien peu d'auteurs se sont posés la question. Ives semble être le seul à avoir fait des mesures dans ce domaine, avec un photomètre à papillotement d'ailleurs. Par contre, lorsque les intensités lumineuses qui s'ajoutent sont de nature distincte (sources lumineuses hétérochromes) la différence de couleur de la résultante obtenue présente à l'esprit la non-additivité comme un phénomène « possible ». De nombreux observateurs ont cherché à en contrôler l'existence. La réponse a différé suivant les méthodes mises en œuvre et le degré de précision atteint.

Du point de vue théorique, une réponse affirmative ramènerait évidemment tous les problèmes de photométrie à leur plus simple expression. Si cette loi au contraire n'est pas valable, beaucoup de définitions photométriques perdent leur signification, par exemple la notion de facteur de visibilité, et par voie de conséquence la définition même d'un flux lumineux complexe.

Pour que les résultats hypothétiques fournis par cet observateur fictif ne s'écartent pas trop de ceux fournis par les observateurs réels et gardent par là une valeur pratique, on a attribué à l'observateur-type une courbe de visibilité dont chaque point représente la moyenne des valeurs déterminées par des observateurs réels. La diversité des courbes de visibilité est telle que les courbes-types obtenues dans divers laboratoires diffèrent les unes des autres quoique portant sur une centaine d'observateurs environ.

Il ne semble pas que la photométrie doive gagner beaucoup à une détermination plus précise de la courbe de visibilité. Il restera toujours dans le tracé de celle-ci une certaine part d'arbitraire, une telle courbe étant une courbe définie représentant au mieux les caractéristiques photométriques, mal définies, de l'œil moyen. Par contre, deux problèmes voisins intéressent de très près les progrès réalisables en photométrie : la situation d'un observateur par rapport à l'observateur-type et le moyen de ramener ses résultats aux résultats-types.

Pour résoudre le premier de ces deux problèmes, il est proposé au chapitre IX une méthode particulièrement rapide. La seconde question a reçu de Ives une réponse assez satisfaisante la méthode du rapport jaune-bleu Y/B ; une nouvelle méthode lui est comparée au chapitre X où on trouvera également un essai d'application du photomètre papilloteur à la solution de problème colorimétrique simple.

§ I. — HISTORIQUE.

En 1886 ABNEY [2] a publié le résultat de recherches entreprises depuis plusieurs années à ce sujet. Les flux

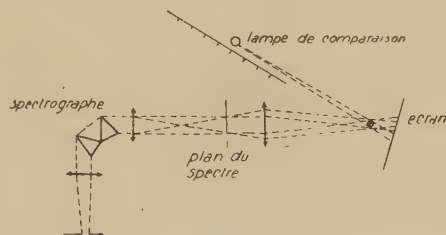


Fig. 38

lumineux additionnels étaient prélevés dans un spectre (fig. 38) au moyen de fentes mobiles de largeur réglable. La source de comparaison était une lampe blanche (ou une bougie) mobile sur une règle graduée. Le photomètre consistait essentiellement en un écran blanc (carton recouvert d'une pâte à l'oxyde de zinc) : une mince baguette

de 1 cm de diamètre y projetait ses deux ombres : c'était en somme un photomètre à ombres juxtaposées du type RUMFORD. L'appareil fut perfectionné ultérieurement par adjonction d'un disque de TALBOT à secteur réglable. En démasquant successivement ou simultanément plusieurs fentes dans le spectre, ABNEY avait à sa disposition le moyen de juger la loi d'additivité : les mesures effectuées avec ce montage par divers observateurs lui ont permis d'affirmer que la loi d'additivité est vérifiée dans la limite des incertitudes de mesures (4 à 5 %) et que la couleur de la source de comparaison est sans aucune influence sur les résultats. Le mémoire d'ABNEY manque malheureusement de précision sur les dimensions du champ d'observation, sur sa brillance et sur la dispersion des séries de pointés. Tout au plus peut-on déduire du montage utilisé que l'écran recevait un éclairage moyen de 2 lux, correspondant à une brillance de 64 microstilbs.

Plus récemment (1928) HIECKE [23] a repris la question avec des filtres colorés donnant des lumières à peu près complémentaires, les résultats obtenus, assez peu précis toutefois, sont en contradiction avec ceux d'ABNEY et infirment la loi d'additivité.

Il y a quelques années (1939), PIÉRON a entrepris une étude détaillée au moyen d'un spectrocolorimètre. L'appareil, très complexe, comporte trois circuits identiques constitués chacun par un spectroscopie à déviation constante avec un jeu de nicols pour l'affaiblissement du faisceau lumineux. A chaque circuit une glace semi-transparente donne le moyen d'ajouter de la lumière blanche en quantité réglable également. Un cube de LUMMER permet le mélange et la comparaison de ces divers flux lumineux.

Un disque échancré tournant permet en outre de faire la mesure par papillotement. Un tel montage offre évidemment de multiples possibilités quant aux combinaisons à effectuer avec les divers circuits lumineux, mais par là même, fait intervenir un grand nombre de variables, ce qui nuit à la précision des mesures. Celles-ci ont été faites en nombre restreint, et leur dispersion est grande. Les résultats obtenus dans ces conditions, qui font apparaître des écarts notables à la loi d'additivité (de 10 % par papillotement à 50 % par comparaison directe), semblent peu probants.

c) sur l'additivité de deux flux complexes, à spectre continu.

Les conditions d'utilisation du papilloteur ont été définies précédemment : champ de mesure 1°26' et champ périphérique obscur. Le niveau de brillance choisi correspondait précisément à l'élimination de l'effet de PURKINJE inverse. La validité de la loi d'additivité pouvant être influencée également par le niveau de brillance, il est nécessaire de classer la brillance parmi les facteurs variables du problème.

MÉTHODE DE MESURE.

Les circuits 1 et 2 du photomètre papilloteur (fig. 39 et 40) correspondent respectivement à des brillances du champ B_1 et B_2 déterminées d'après les distances d_1 et d_2 de la lampe-tare à l'écran diffusant :

$$B_1 = k/d_1^2 \quad B_2 = k/d_2^2$$

Si les circuits 1 et 2 sont ouverts simultanément, la distance de la lampe-tare permet de calculer la brillance totale $B = k/d^2$. Si la loi est rigoureuse on doit trouver : $B = B_1 + B_2$.

Les écarts constatés sont en valeur relative :

$$\frac{B}{B_1 + B_2} - 1 = \frac{1/d^2}{1/d_1^2 + 1/d_2^2} - 1 = \varepsilon$$

en posant $1/d^2 = 1/d_1^2 + 1/d_2^2$ on calcule ε par la formule :

$$\varepsilon = 2 \cdot \frac{\delta - d}{d}$$

Chaque mesure comporte donc trois égalisations au photomètre papilloteur. Chaque égalisation est répétée rapidement cinq fois et la valeur retenue pour le calcul est la moyenne des cinq lectures. La nature de chacun des flux lumineux à comparer est déterminée par le choix des filtres colorés utilisés, et leur intensité réglée au moyen de diaphragmes.

a) Exemple de mesure :

$$d_1 = 89,3 \text{ cm } (100/d_1)^2 = 1,255$$

$$d_2 = 129,0 \text{ cm } (100/d_2)^2 = 0,600$$

$$(100/S)^2 = 1,855 \text{ d'où } \delta = 73,4 \text{ cm.}$$

$$d = 73,6 \text{ cm d'où}$$

$$\varepsilon = 2 \frac{\delta - d}{d} = 2 (-0,2) 73,6 = -0,54 \%$$

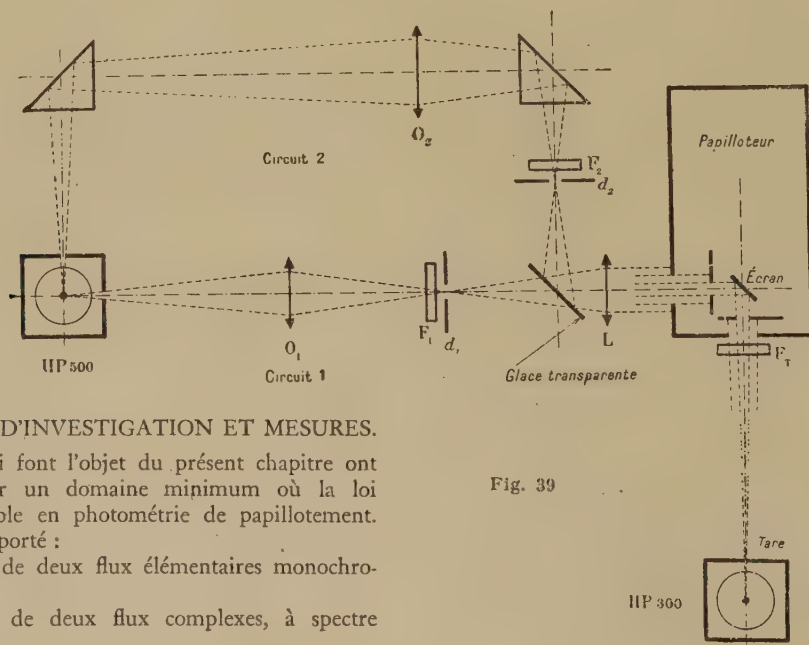


Fig. 39

§ 2. — DOMAINE D'INVESTIGATION ET MESURES.

Les recherches qui font l'objet du présent chapitre ont pour but de définir un domaine minimum où la loi d'additivité est valable en photométrie de papillotement. Les expériences ont porté :

- a) sur l'additivité de deux flux élémentaires monochromatiques;
- b) sur l'additivité de deux flux complexes, à spectre de raies;

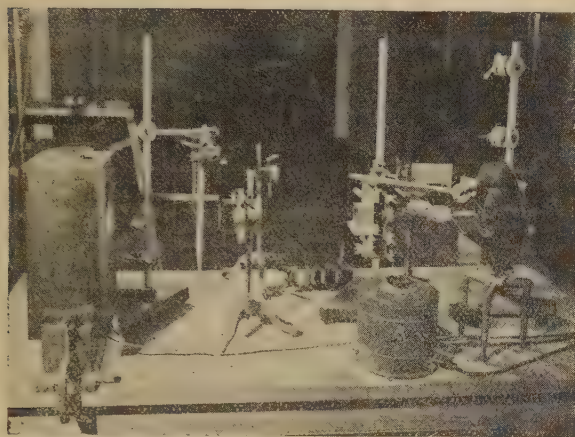
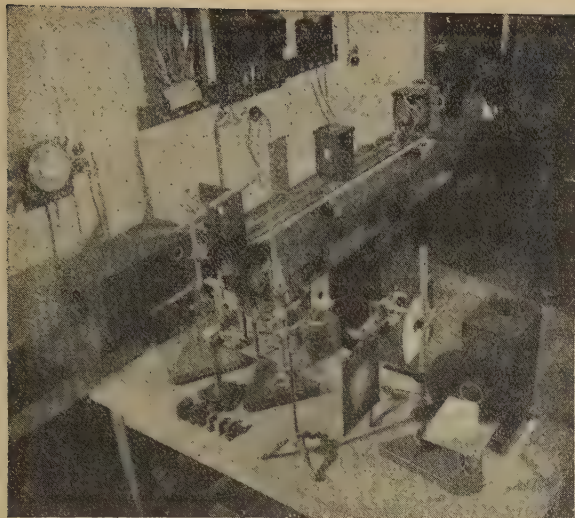


Fig. 40

MESURE DES BRILLANCES.

A. — Brillances faibles et normales.

Afin d'évaluer la brillance du champ d'observation du photomètre papilloteur, la lampe-tare a été remplacée par une lampe-étalon du *Laboratoire Central d'Electricité*. Cette lampe, alimentée par une batterie d'accumulateurs de grosse capacité, sous une tension fixe de 100,02 volts mesurée au potentiomètre donne une intensité horizontale de 50 bougies, dans une direction perpendiculaire au plan du filament.

On réalise l'égalisation avec un flux convenablement choisi du circuit I. Puis, par substitution de la tare à l'étalon, on réalise ainsi une double pesée qui permet de graduer directement le banc photométrique en brillances du champ.

a) *Détail des calculs* : Dans une mesure, un certain flux du circuit I a été égalisé successivement avec la lampe-étalon à 150,0 cm puis avec la lampe-tare munie du filtre vert de SCHOTT à 63,3 cm.

Dans ces conditions, l'éclairement du champ est :

$$E = \frac{I \cos i}{a^2} = \frac{50 \times \sqrt{2}}{1,5^2} \text{ lux soit } 15,75 \text{ lux}$$

Admettons que notre écran de magnésie soit un diffuseur non sélectif (ce qui est presque rigoureux) avec un facteur de diffusion de 0,985, la brillance de l'écran (indépendante de la direction d'observation) sera (pour cette position de la tare) :

$$B = \frac{E \times 0,985}{\pi \times 10^4} \text{ stilbs, soit : } 490 \text{ microstilbs.}$$

B. — Brillances élevées.

Le photomètre papilloteur à écran diffusant ne permet pas, avec les sources utilisées (environ 250 bougies), d'obtenir des brillances très élevées. Toutefois, ces mêmes sources (qui ont une grande brillance de l'ordre de 350 stilbs) peuvent donner le résultat cherché au moyen d'un photomètre sans écran diffusant. Nous avons utilisé dans ce but le colorimètre P. FLEURY à cube de LUMMER : employé comme photomètre à contraste il ne permet que des mesures pratiquement homochromes.

La brillance du champ est mesurée par égalisation avec la lampe-étalon éclairant un écran diffusant en magnésie placé sur l'un des circuits.

a) *Détail des calculs* : Un certain flux d'un circuit du colorimètre est égalisé avec celui provenant de l'écran diffusant. La lampe-étalon est à 71,5 cm de cet écran dont l'éclairement est donc :

$$E = 1/d^2 = 50/0,715^2 \text{ lux, soit } 97,9 \text{ lux.}$$

La brillance dans une direction quelconque est :

$$B = \frac{E \times 0,985}{\pi \times 10^4} \text{ stilbs, soit : } 3000 \text{ microstilbs.}$$

Le faisceau traverse une lentille puis une glace transparente, le cube de LUMMER et une dernière lentille, ce qui fait au total 8 dioptries.

En admettant 4 % de perte à chacun d'eux, le flux lumineux est affaibli dans le rapport 0,96⁸, soit 0,716.

La brillance du champ observé est donc :

$$B = 3000 \times 0,716 \text{ } \mu\text{sb} = 2200 \text{ microstilbs.}$$

L'étalonnage des coins de l'appareil permet de calculer ensuite la brillance pour chaque mesure.

§ 3. — RESULTATS.

Le nombre total des mesures se monte à 190.

Pour chacune d'elles, l'observateur a réalisé trois séries de cinq pointés : une pour déterminer chaque composante lumineuse et une pour la résultante. Le nombre caractérisant cette dernière est tantôt plus grand, tantôt plus faible que la somme des deux premières. Cet écart est converti en pour cent de la somme vraie et affecté du signe plus si la résultante est supérieure, du signe moins dans le cas contraire.

Les 190 écarts se répartissent de la manière suivante :

95 écarts négatifs de total.....	— 122,843 %
4 écarts nuls de total	0,000 %
91 écarts positifs de total	+ 126,800 %

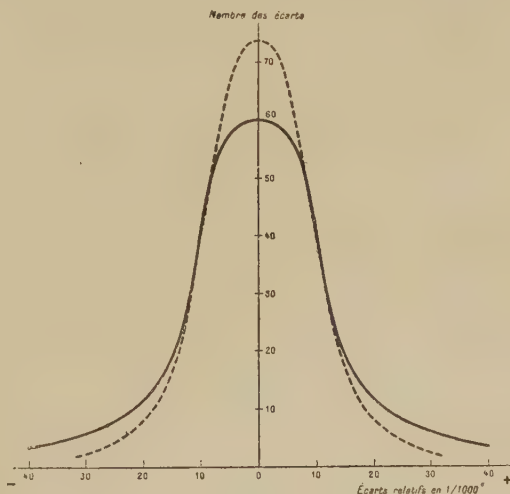


Fig. 41. — (a : trait plein; b : pointillé).

Les écarts moyens dans chaque sens sont donc :

$$\begin{aligned} \text{écart négatif moyen} &= \frac{122,843}{95} = -1,29 \% \\ \text{écart positif moyen} &= \frac{126,800}{91} = +1,39 \% \end{aligned}$$

ils sont sensiblement égaux.

- RESUME DES OBSERVATIONS -
RELATIVES A LA VERIFICATION DE LA LOI D'ADDITIVITE

N°	Observateurs	Couleurs	Comparaisons	Couleurs	p	Ecart %	
						+	-
			Monochromes	Metachromes	Spectrales	Complexes	
1	G.C.B.	R + G			1,2	1,58	
2	G.C.B.				1,3	9,30	
3	G.C.B.				5,4		33,00
4	G.C.B.				5,8		1,50
5	J.O.				6,0		2,98
6	S.L.				1,1		38,60
7	S.L.				6,1	31,90	
8	S.L.				9,4	14,85	
9	A.L.O.				1,3	37,10	
10	A.L.O.				5,0		44,80
11	G.C.B.				5,4		24,10
12	G.C.B.				1,2	13,30	
13	G.C.B.				12,9	43,43	
14	S.L.				1,1		2,66
15	S.L.				1,8		17,60
16	G.C.B.				2,4		7,48
17	G.C.B.				1,2	10,80	
18	G.C.B.				11,2		3,32
19	G.C.B.				2,1	11,36	
20	G.C.B.				2,8	27,90	
21	G.C.B.				2,7	7,28	
22	G.C.B.				3,9	9,25	
23	G.C.B.				4,6	0,00	
24	J.O.				6,3	20,00	
25	J.O.				1,9	24,30	
26	G.C.B.				2,9	39,00	
27	C.K.				2,4	2,04	
28	C.K.				2,7	22,00	
29	A.L.O.				2,4		10,30
30	S.E.				2,8	7,55	
31	A.L.O.				3,8		10,92
32	A.L.				2,9	49,30	
33	P.K.				3,5	1,82	
34	C.K.						
Report						386,23	254,82

Report

-2-

N°	Observateurs	Couleurs	Comparaisons	Couleurs	p	Ecart %	
						+	-
			Monochromes	Metachromes	Spectrales	Complexes	
36	G.C.B.	R + G			1,8	0,94	
37	A.L.				2,7		6,05
38	G.C.B.				1,8		7,33
39	C.K.				3,2	1,42	
40	G.C.B.				2,8		1,56
41	C.K.				1,9		0,58
42	A.L.O.				3,2		45,70
43	W.				2,5	2,06	
44	S.L.				3,0	6,40	
45	A.L.				2,8	6,93	
46	M.B.				2,5		4,84
47	C.K.				2,4	0,30	
48	G.C.B.	R + Y			9,4		15,00
49	G.C.B.	R + G			9,3	41,00	
50	G.A.B.	R + G			2,7	28,50	
51	M.B.				2,4		2,94
52	H.B.				3,5	26,20	
53	C.K.				3,0	4,71	
54	G.C.B.	Y			1,0		9,85
55	A.L.O.				1,0	2,74	
56	C.K.				1,0		13,35
57	A.L.				1,0		7,85
58	G.C.B.				1,0		7,58
59	A.L.				1,0		5,76
60	C.K.				1,0		30,25
61	A.L.				1,0		3,59
62	G.C.B.	G			1,0		14,10
63	G.C.B.				1,0		9,10
64	A.L.O.				1,0		3,62
65	A.L.				1,0		44,25
66	G.C.B.				1,0		8,16
67	G.C.B.				1,0		9,93
68	G.C.B.	R + G			1,0	60,60	
69	A.L.				1,0	4,19	
70	C.K.				1,0		60,50
71	G.C.B.	R + G			1,0		12,00
72	A.L.				1,0		2,22
73	C.K.				1,1		35,10
74	A.L.	Blanc			1,0		30,95
Report						383,93	253,26

Report

La valeur moyenne algébrique de ces écarts est :

$$\frac{126,800 - 122,843}{190} = +0,021 \%$$

190

On peut donc admettre que la valeur moyenne des écarts est rigoureusement nulle et les répartir par rapport

à zéro. La courbe « a » de la figure 41 représente cette répartition : elle a l'aspect classique d'une courbe de GAUSS.

On peut également prendre le problème à l'envers en le supposant résolu; c'est-à-dire en admettant la loi d'additivité comme rigoureuse et, connaissant la courbe de dispersion pour une série de pointés, voir quelle courbe

-3-

N°	Observateurs	Couleurs	Comparaisons	Couleurs	p	Ecart %	
						+	-
			Monochromes	Metachromes	Spectrales	Complexes	
76	G.C.B.	Blanc				585,98	653,26
77	C.K.				1,0		14,38
78	A.L.G.				1,0		5,64
79	S.L.				1,0		23,90
80	J.O.				1,0		7,44
81	A.L.	Y			1,0		1,84
82	G.C.B.				1,0	0,00	
83	H.C.B.	R + G			1,3	3,22	
84	G.C.B.	R + Y			1,7		1,37
85	G.C.B.	R + G			1,3		0,76
86	G.C.B.	R + Y			2,4	9,95	
87	H.C.B.	Blanc			2,6	0,00	
88	G.C.B.	G			7,7	13,00	
89	G.C.B.	G			1,0		13,10
90	G.C.B.	Y			1,3		3,88
91	G.C.B.				2,0	1,04	
92	G.C.B.				2,2		0,62
93	G.C.B.				1,1		0,14
94	G.C.B.				1,1		3,33
95	G.C.B.	R + G			1,1		2,73
96	G.C.B.				4,3		6,52
97	G.C.B.	Y + G			30,0	10,00	
98	G.C.B.				36,0	9,35	
99	G.C.B.				79,0		2,56
100	G.C.B.				125,0	3,42	
101	G.C.B.	Blanc			108,0	7,40	
102	G.C.B.				1,2		0,20
103	G.C.B.				2,4		7,38
104	G.C.B.				1,1		
105	A.L.				1,3	13,05	
106	G.C.B.				1,3	8,94	
107	A.L.				1,4	6,54	
108	C.K.				1,4	10,32	
109	A.L.O.				1,4	21,55	
110	G.C.B.				1,1	22,50	
111	A.L.				1,3	14,27	
112	E.L.				1,1		4,61
113	A.L.				1,1	6,43	
114	G.C.B.				1,1	18,35	
115	E.L.				1,1	22,30	
Report						800,45	753,01

Report

-4-

N°	Observateurs	Couleurs	Comparaisons	Couleurs	p	Ecart %	
						+	-
			Monochromes	Metachromes	Spectrales	Complexes	
116	A.L.	Blanc				800,45	753,01
117	G.C.B.				3,5	16,90	
118	S.L.				3,6	10,10	
119	G.C.B.				3,5	12,05	
120	G.C.B.				3,5	3,80	
121	G.C.B.				1,5	12,55	
122	A.L.				1,4	23,70	
123	C.K.				1,7	16,60	
124	G.C.B.				1,7	26,60	
125	J.O.				1,8	0,69	
126	G.C.B.				1,8		10,00
127	D.	G + R			2,5	11,90	
128	G.C.B.				5,4	3,62	
129	G.C.B.	G			3,6	1,81	
130	G.C.B.				2,5	11,25	
131	G.C.B.	G + R			2,1		1,98
132	A.D.				2,1		13,75
133	L.R.				2,9	29,30	
134	M.L.B.				1,9	32,00	
135	A.L.O.				1,9	10,26	
136	G.C.B.				1,9	9,85	
137	M.A.B.				2,4		32,20
138	E.D.				2,3		36,10
139	P.P.				2,3	2,87	
140	G.C.B.	G			2,5	2,92	
141	A.L.				2,7		9,40
142	G.C.B.				2,7	0,51	
143	A.L.				2,5		2,19
144	C.K.				1,5	9,70	
145	G.C.B.	Blanc			1,2		13,10
146	G.C.B.				1,2		4,61
147	G.C.B.				1,4		1,07
148	G.C.B.	Y			1,8		10,61
149	G.C.B.				1,8	4,31	
150	A.L.				12,00	6,47	
151	G.C.B.						12,00
152	G.C.B.						16,50
153	G.C.B.	Blanc			1,1		14,44
154	G.C.B.	G			1,0		0,34
155	C.K.				1,0	6,30	
Report						1069,10	992,22

Report

correspond à une mesure dépendant de trois séries de pointés. On a vu au chapitre II que les écarts sur une série suivent très correctement une loi de GAUSS.

Une série de 190 pointés pris au hasard dans la série des 1000, donne aussi une répartition de GAUSS « b », figure 41, dans laquelle l'écart moyen est 0,88 %.

N°	Observateurs	Couleurs	Compensations		Couleurs	ρ	Ecart %	
			Homochromes	Hétérochromes			+	-
Report								
156	G.C.B.	G	"	"	"	1,0	108,10	992,23
157	G.C.B.	R + O	"	"	"	1,0	2,90	13,00
158	R.J.P.	"	"	"	"	2,0		8,80
159	G.C.B.	"	"	"	"	1,0		3,70
160	A.L.G.	O + B	"	"	"	1,0		7,50
161	G.C.B.	"	"	"	"	1,0	11,00	
162	G.C.B.	"	"	"	"	1,0		3,30
163	A.L.	"	"	"	"	1,0	6,70	
164	C.K.	"	"	"	"	1,4	24,50	
165	A.L.G.	"	"	"	"	1,0		5,80
166	A.L.	"	"	"	"	1,0		13,00
167	G.C.B.	"	"	"	"	1,0		2,40
168	J.C.	V + Y	"	"	"	1,1	19,00	
169	R.J.P.	"	"	"	"	1,2		8,00
170	R.J.P.	G + R	"	"	"	2,0	29,00	
171	G.C.B.	"	"	"	"	1,1		10,40
172	G.C.B.	Blanc	"	"	"	1,0		
173	G.C.B.	"	"	"	"	4,2	10,00	
174	A.L.	"	"	"	"	3,3		7,80
175	G.C.B.	"	"	"	"	2,0		2,50
176	C.K.	"	"	"	"	3,4	10,9	
177	J.C.	"	"	"	"	3,2		4,10
178	A.L.G.	G + R	"	"	"	3,2	12,0	
179	A.L.G.	"	"	"	"	3,1		5,00
180	G.C.B.	"	"	"	"	2,9		30,00
181	R.J.P.	"	"	"	"	1,7		18,00
182	A.L.	"	"	"	"	2,4		22,00
183	J.N.G.	"	"	"	"	3,1	1,90	
184	J.G.	"	"	"	"	2,1		0,70
185	G.C.B.	B + R	"	"	"	2,4		1,80
186	G.C.B.	C + G	"	"	"	3,0	10,00	
187	G.C.B.	Blanc	"	"	"	1,0		40,20
188	G.C.B.	"	"	"	"	1,0	0,00	4,50
189	G.C.B.	"	"	"	"	2,3		23,30
190	G.C.B.	"	"	"	"	1,2	61,40	
Total							1268,00	1228,43

Soit ε l'écart sur une série, l'écart sur une mesure résultant de trois séries peut s'obtenir de plusieurs façons :

1 ^{re} série	2 ^e série	3 ^e série	Total
+ ε	+ ε	+ ε	+ 3 ε
+ ε	+ ε	- ε	+ ε
+ ε	- ε	+ ε	+ ε
- ε	- ε	- ε	- 3 ε
+ ε	-	- ε	- ε
- ε	+ ε	+ ε	+ ε
- ε	- ε	+ ε	- ε
- ε	+ ε	- ε	- ε

soit pour ces huit cas également possibles, deux cas où l'écart est 3 ε et 6 cas où il n'est qu' ε , soit en moyenne :

$$\frac{2 \times 3 \varepsilon + 6 \times \varepsilon}{8} = 1,5 \varepsilon.$$

Sur une mesure, l'écart moyen doit donc être

$$0,88 \% \times 1,5 = 1,32 \%$$

voisin des écarts moyens positifs ou négatifs trouvés précédemment.

En faisant subir à chaque écart de la courbe « b » une multiplication par 1,5 la courbe se déforme, le nombre d'écarts dans la bande centrale diminuant, et augmentant au contraire dans les bandes extrêmes : la courbe « b » vient alors se superposer très sensiblement à la courbe « a ».

En résumé, la courbe d'écarts à la loi d'additivité n'est pas autre chose que la courbe de dispersion de mesures dépendant de trois séries de pointés. Ce résultat prouve que :

- 1° la loi d'additivité est valable (moyenne nulle);
- 2° les écarts sont accidentels (forme de la courbe).

DISCUSSION DES RÉSULTATS.

Il serait à craindre toutefois, vu le nombre relativement restreint des mesures effectuées, que la moyenne ne soit nulle que par suite d'une compensation accidentelle entre diverses séries (compensation rendue bien improbable par la régularité de la courbe).

Les 190 résultats ont été obtenus en faisant varier tous les facteurs expérimentaux sauf le champ :

a) utilisation de plusieurs observateurs (21 en tout) entraînés (4) ou non;

b) addition homochrome ou hétérochrome;

c) flux additionnels monochromatiques, à spectre de raies, ou à spectre continu;

d) rapport des brillances ajoutées :

brillances voisines : $\rho = B_1/B_2$ voisin de 1,

brillances différentes,

brillances très différentes : ρ grand (jusqu'à 125).

e) niveau final de brillance :

faible depuis 0,01 b/m²,

moyen de 0,25 à 130 b/m²,

élevé jusqu'à 10⁶ b/m².

Le rapprochement des résultats obtenus en maintenant fixe un facteur déterminé montre qu'il n'y a pas d'influence systématique de celui-ci.

C'est ce qui est mis en évidence par le tableau ci-dessous :

Facteur fixe	Nombre de pointés	Ecart moyen %
Observateur (A.L. non entraîné)....	22	- 0,15
Addition hétérochrome	104	+ 0,14
Addition homochrome blanche....	37	+ 0,25
Brillances monochromatiques	137	- 0,15
Addition de rouge et de vert monochromatiques	80	- 0,05
Rapport des brillances entre 1 et 2..	95	- 0,10
Brillance de 0,01 à 1 b/m ²	60	+ 0,04
Brillance de 200 b/m ²	12	+ 0,12

L'étude de ce tableau apporte toutefois un certain nombre de renseignements intéressants.

1° Le papillotement en lumières homochromes donne une dispersion plus grande (+ 0,25 %) que le papillotement en lumières hétérochromes (- 0,05 % pour vert-rouge) : résultat en accord avec la remarque faite au chapitre premier, sur l'accroissement de sensibilité qui résultait du phénomène de teinte sensible, particulièrement net dans le cas vert-rouge.

2° Très faible dispersion pour les mesures effectuées aux brillances comprises entre 0,01 et 1 bougie par mètre carré.

§ 4. — LOI D'ADDITIVITÉ

ET PHÉNOMÈNE DE PURKINJE.

Le phénomène de PURKINJE [38] consiste en une exaltation des bleus par rapport aux rouges aux faibles brillances, c'est-à-dire en un déplacement de la courbe de visibilité relative. Celle-ci dépend donc du niveau de brillance. Lorsque l'on fait une addition lumineuse, la brillance varie et le phénomène de PURKINJE doit intervenir en altérant la loi d'additivité. Or, ici rien de semblable n'est constaté : les mesures ont-elles été faites dans un domaine où l'effet de PURKINJE n'intervient pas, ou l'influence de celui-ci est-elle inappréciable?

Deux faits sont à envisager : l'effet PURKINJE est inversé en photométrie de papillotement : résultat classique constaté précédemment (chapitre II). D'autre part, il est attribué couramment à la vision par les bâtonnets et une vision purement foveale l'éliminerait entièrement [46b]. Or ici le champ a été choisi de 1°26' ce qui correspond aux dimensions courantes de la fovea : l'effet PURKINJE inverse n'intervient donc pas si toutefois l'observateur fixe réellement le champ de mesure, mais c'est là une condition difficile à remplir dans certains cas (principalement dès que le champ contient du bleu en quantité appréciable).

Il est pourtant facile de voir que même si l'effet PURKINJE existe, il n'intervient que faiblement.

Soit une addition de deux composantes égales : la brillance passe de 1 à 2, pas d'effet sensible.

Soit une addition de composantes très différentes : 100 et 1 par exemple : pour la première, le niveau de brillance passe de 100 à 101, ne causant aucune perturbation; pour la seconde, le passage de 1 à 100 est important et on peut admettre une variation de l'ordre du simple au double pour un effet PURKINJE marqué : même dans ce cas, la modification du résultat final ne serait que de 1 %.

CHAPITRE IX

ESSAI DE CLASSIFICATION DES OBSERVATEURS

La détermination complète (longueur d'onde par longueur d'onde), de la courbe de visibilité d'un observateur est une opération très longue [11], [19b], [24], [50], nécessitant des mesures énergétiques délicates. La méthode exposée ci-après permet rapidement (environ une demi-heure) de situer avec précision la courbe de visibilité d'un observateur quelconque par rapport à la courbe standard, sans qu'il soit nécessaire de connaître celle-ci. Ces résultats seront suffisants dans la majorité des cas pour avoir une idée exacte de la vision colorée d'un observateur et savoir la confiance qu'on peut attribuer à ses mesures.

§ 1. — PRINCIPE DE LA DETERMINATION.

Le principe est le suivant : déterminer le rapport des facteurs de visibilité d'une même longueur d'onde pour deux observateurs. Les longueurs d'onde utilisées sont : dans l'extrémité bleue du spectre la raie 4358 Å, dans l'extrémité rouge le fond continu de 6400 à 7000 Å et dans le milieu les raies verte 5461 Å et jaunes 5770 et 5791 Å. Pour le jaune et le rouge la comparaison pourrait se faire directement, mais pour le bleu l'expérience a montré que pour la majorité des observateurs, l'égalisation est très difficile à réaliser. Toutefois, on peut tourner cette difficulté en remarquant que l'addition au bleu d'une couleur même en faible quantité (égale par exemple, ce qui ne modifie pas la couleur de manière appréciable, vu la valeur élevée du pouvoir colorant du bleu) facilite énormément l'égalisation. Pour uniformiser le mécanisme de ces mesures, ce flux additionnel a été conservé également pour le jaune et le rouge.

Le montage utilisé est celui qui a servi pour étudier la loi d'additivité (fig. 39). La lampe-tare et le circuit 1 sont munis d'un filtre vert, le circuit 2 recevant successivement les filtres bleu, jaune et rouge.

Soient Φ_G , Φ_B , Φ_Y , Φ_R , les valeurs énergétiques des flux vert, bleu, jaune ou rouge provenant du circuit 1 ou 2 et arrivant sur l'écran. Soit Φ_0 un flux vert provenant de la tare en position telle que $\Phi_G = \Phi_0$.

Cette position de la tare est indépendante de l'observateur, la comparaison étant rigoureusement homochrome. Soient V_G , V_B , V_Y et V_R , les facteurs de visibilité relative d'un observateur.

SUCCESION DES OPÉRATIONS.

L'observateur en expérience réalise les équilibres suivants :

$$1^\circ \quad \Phi_G V_G = \Phi_0 V_G \quad \text{d'où} \quad \Phi_G = \Phi_0$$

$$2^\circ \quad \Phi_B V_B + \Phi_G V_G = \Phi_0 V_G (1 + b)$$

$$\text{d'où} : \frac{\Phi_B V_B}{\Phi_0 V_G} = b$$

3° de même pour le jaune :

$$\frac{\Phi_Y V_Y}{\Phi_0 V_G} = y$$

Les raisonnements précédents montrent qu'il n'y a pas d'incompatibilité entre l'existence éventuelle du phénomène de PURKINJE dans les conditions de travail et une vérification précise de la loi d'additivité.

En conclusion :

« La loi d'additivité est valable en photométrie de papier lotement pour de petits champs de mesure assurant une vision foveale. »

4° de même pour le rouge :

$$\frac{\Phi_R V_R}{\Phi_0 V_G} = r$$

Les quantités b , y et r se déduisent immédiatement des lectures des positions de la tare : les trois constantes telles que Φ_B/Φ_0 peuvent être éliminées en comparant ces résultats à ceux d'un observateur-type dont les mesures seront affectées de l'indice zéro. Pour l'observateur n° 1 on obtiendra des expressions telles que la suivante :

$$\frac{\left(\frac{\Phi_B V_B}{\Phi_0 V_G}\right)_1}{\left(\frac{\Phi_B V_B}{\Phi_0 V_G}\right)_0} = \frac{b_1}{b_0} = \frac{V_{B1}}{V_{B0}} \cdot \frac{V_{G1}}{V_{G0}}$$

Ces résultats permettent déjà de classer les observateurs. Mais on peut faire mieux en remarquant que la lumière verte qui sert de tare, de longueur d'onde 5461 Å, est très voisine de celle qui a le facteur de visibilité maximum. La valeur « normale » de V_G adoptée par la C.I.E. est : 0,984. Les variations autour d'un maximum étant lentes, on peut admettre que V_G est pratiquement égal à l'unité pour tous les observateurs, ce qui entraînera des erreurs au plus égales à quelques pour cent. Sous cette réserve, les expressions se simplifient :

$$\frac{b_1}{b_0} = \frac{V_{B1}}{V_{B0}} \quad \frac{y_1}{y_0} = \frac{V_{Y1}}{V_{Y0}} \quad \frac{r_1}{r_0} = \frac{V_{R1}}{V_{R0}}$$

et donnent directement le rapport, pour deux observateurs, de leur facteur de visibilité pour une même radiation.

Amené à ce point, le problème peut se traiter de deux manières différentes :

1° L'observateur-type connaît sa courbe de visibilité relative, c'est-à-dire V_{B0} , V_{Y0} , V_{R0} et V_{G0} : ceci permet de déterminer les constantes :

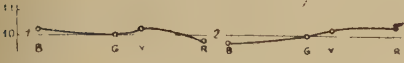
$$\frac{\Phi_B}{\Phi_0} = b_0 \frac{V_{G0}}{V_{B0}} \dots \text{etc.}$$

d'où :

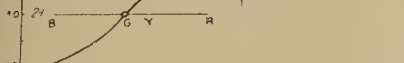
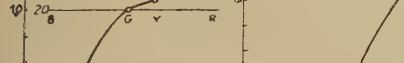
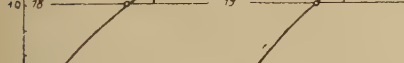
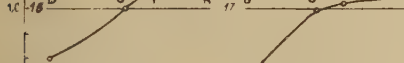
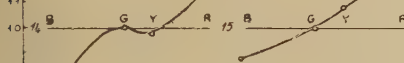
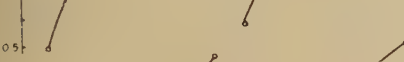
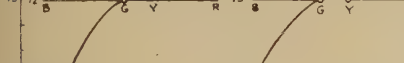
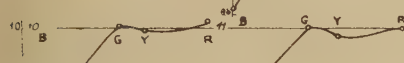
$$\frac{V_{B1}}{V_{G1}} = \frac{b_1}{b_0} \frac{V_{B0}}{V_{G0}} \dots \text{etc.}$$

2° L'observateur-type ne connaît pas sa courbe de visibilité relative. On peut reprendre les mêmes calculs que précédemment en attribuant aux facteurs de visibilité-types des valeurs arbitraires : 1.000 par exemple pour simplifier. Si l'on dispose d'un nombre suffisant d'observateurs, on peut faire disparaître l'arbitraire du choix de cet observateur-type quelconque. Les valeurs de V_B se répartissent entre certaines limites et admettent une moyenne : celle-ci sera prise égale à la valeur « normale » de la C.I.E., les autres valeurs vraies s'en déduiront par un simple rapport. De cette manière l'observateur-type choisi initialement comme repère, rentre dans le rang à l'égal des autres. De même pour V_Y et V_R

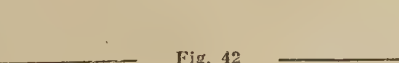
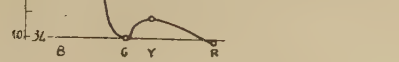
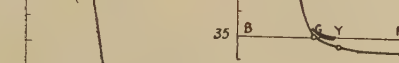
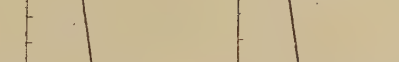
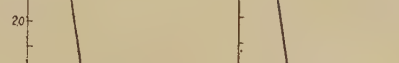
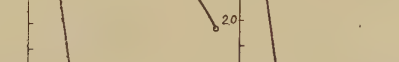
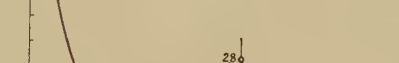
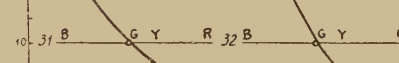
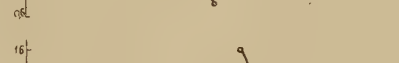
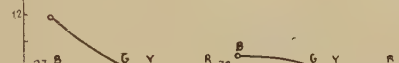
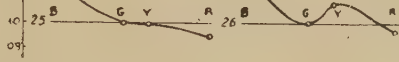
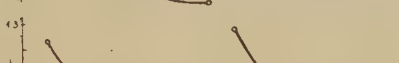
Classe a



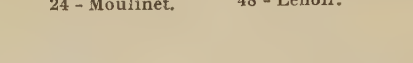
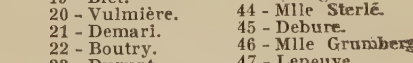
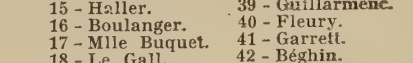
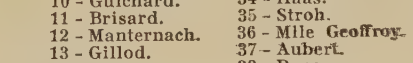
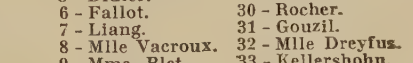
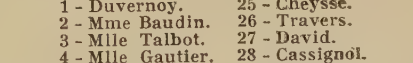
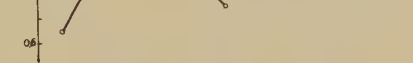
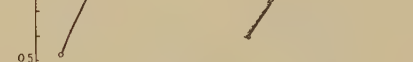
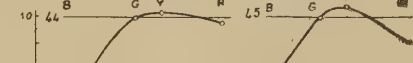
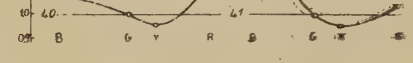
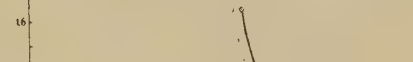
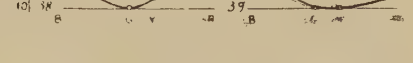
Classe b



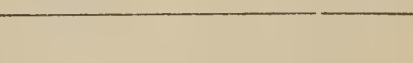
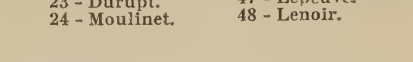
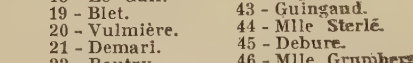
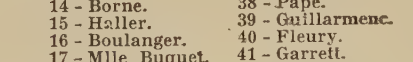
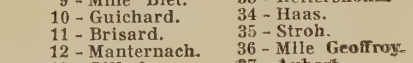
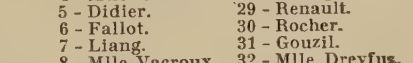
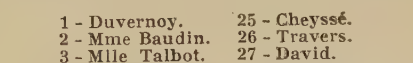
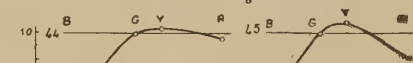
Classe c



Classe d



Classe e



REPERTOIRE DES OBSERVATEURS

- | | |
|-------------------|---------------------|
| 1 - Duvernoy. | 25 - Cheyssé. |
| 2 - Mme Baudin. | 26 - Travers. |
| 3 - Mlle Talbot. | 27 - David. |
| 4 - Mlle Gautier. | 28 - Cassagnol. |
| 5 - Didier. | 29 - Renault. |
| 6 - Fallot. | 30 - Rocher. |
| 7 - Liang. | 31 - Gouzil. |
| 8 - Mlle Vacroux. | 32 - Mlle Dreyfus. |
| 9 - Mme Blet. | 33 - Kellersohn. |
| 10 - Guichard. | 34 - Haas. |
| 11 - Brisard. | 35 - Stroh. |
| 12 - Manternach. | 36 - Mlle Geoffroy. |
| 13 - Gillod. | 37 - Aubert. |
| 14 - Borne. | 38 - Pape. |
| 15 - Haller. | 39 - Guillaumenc. |
| 16 - Boulanger. | 40 - Fleury. |
| 17 - Mlle Buquet. | 41 - Garrett. |
| 18 - Le Gall. | 42 - Béghin. |
| 19 - Blet. | 43 - Guingand. |
| 20 - Vulmière. | 44 - Mlle Sterlé. |
| 21 - Demari. | 45 - Debure. |
| 22 - Boutry. | 46 - Mlle Grumberg. |
| 23 - Durupt. | 47 - Lepeuve. |
| 24 - Moulinet. | 48 - Lenoir. |

Fig. 42

§ 2. — RESULTATS.

Ces diverses mesures ont été effectuées par une cinquantaine d'observateurs et leurs résultats rapportés à l'un d'entre eux. Puis les moyennes furent calculées. A ce sujet, il est rassurant de constater que les moyennes obtenues avec dix observateurs sont pratiquement identiques à celles obtenues avec cinquante.

La représentation graphique des résultats n'aurait pas été aisée si l'on avait représenté réellement la courbe de visibilité C.I.E. pour la moyenne et les courbes qui s'en déduisent pour les divers observateurs. Il a paru préférable de situer chaque observateur par rapport à une droite horizontale d'ordonnée 1 représentant la moyenne, en portant en ordonnée pour chaque longueur d'onde les rapports $\rho_\lambda = V_{\lambda x}/V_{\lambda m}$ du coefficient de visibilité de l'observateur x pour la radiation λ au même coefficient relatif à l'observateur moyen.

Par définition toutes les courbes passeront par le point $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ et $V_{Gx}/V_{Gm} = 1$.

Les courbes obtenues (fig. 42) se groupent en plusieurs classes assez nettement définies :

- a) voisines de l'horizontale;
- b) à pente ascendante;
- c) à pente descendante;
- d) à concavité tournée vers le haut;
- e) à concavité tournée vers le bas.

Ces aspects géométriques correspondent à diverses modifications de la courbe de visibilité chez les observateurs correspondants :

- a) c'est la classe des observateurs normaux;
- b) cette forme de courbe correspond à une translation de la courbe de visibilité vers le rouge;
- c) à l'inverse de la précédente, il y a ici translation vers le bleu;
- d) cet aspect indique une extension du domaine des radiations visibles vers les deux extrémités;
- e) à l'inverse de la précédente, cette courbe indique une contraction du domaine de visibilité. Il va sans dire que cette classification ne fait pas intervenir d'observateurs « anormaux », ceux-ci ayant été systématiquement mis à part. Les écarts par rapport à la moyenne sont notables particulièrement aux extrémités du spectre et principalement dans le bleu. On peut calculer l'écart moyen en valeur absolue pour chaque radiation : le calcul donne les nombres suivants :

Radiation	B	G	Y	R
	0,32	0,00	0,05	0,17

On peut chercher à caractériser un observateur par ses écarts comparés aux écarts moyens ci-dessus : il faut alors se fixer des limites. L'examen des courbes conduit à classer comme « normaux » des observateurs dont tous les écarts sont inférieurs à la moitié des écarts moyens correspondants, et comme « anormaux » ceux dont au moins un écart est supérieur au double de l'écart moyen correspondant. La grande majorité des observateurs présente des écarts intermédiaires entre $\varepsilon/2$ et 2ε , ce qui met en évidence la diversité de l'œil et les écarts que l'on peut trouver entre deux observateurs dits « moyens ».

CHAPITRE X

CARACTÉRISTIQUES PHOTOMÉTRIQUES

ET COLCRIMÉTRIQUES DES OBSERVATEURS

§ 1. — RAPPORTS Y/B ET R/B.

La méthode employée par Ives [25f] pour essayer de raccorder les résultats d'un observateur avec ceux de l'observateur type, est la suivante :

Les écarts de la courbe de visibilité étant importants surtout aux extrémités du spectre, Ives propose de faire la correction pour chaque moitié du spectre, ces moitiés étant définies par la courbe de transmission de deux filtres convenablement choisis placés devant une source de lumière déterminée. La source est une lampe à filament de carbone consommant 4. watts par bougie, dont la température est 2.077° K . Les filtres sont des cuves de 10 mm d'épaisseur contenant, l'une une solution de 72 grammes par litre de bichromate de potassium, l'autre

une solution de 57 grammes par litre de sulfate de cuivre. Les concentrations ont été choisies de telle sorte que pour l'observateur-type, le rapport des brillances de la source vue à travers chaque filtre soit égal à l'unité. La correction s'effectue ainsi : divers observateurs dont on a mesuré le rapport Y/B font une même comparaison hétérochrome, la répartition de leurs résultats en fonction de leur valeur de Y/B se représente assez bien par une droite. On admet comme valeur-type de la mesure le point de cette droite correspondant à la valeur $Y/B = 1,000$ [43] [44].

Cette méthode présente plusieurs difficultés de mise en œuvre relatives, l'une à la définition du régime de la lampe, l'autre à l'emploi de filtres liquides. Une variation de la température de la lampe entraîne un déplacement de la courbe de rayonnement, ce qui modifie la répartition relative des brillances dans les deux moitiés du spectre. L'emploi des filtres liquides présente plusieurs inconvénients : les solutions, même en cuve étanche, s'évaporent assez rapidement, ce qui modifie la concentration donc le facteur de transmission; les variations de température ont aussi leur importance quoique plus faible, une variation de 10 degrés modifiant de 1 % la valeur de Y/B.

L'emploi de filtres en verre et de radiations monochromatiques élimineront beaucoup de ces causes d'erreur. Il était donc tout indiqué de comparer les rapports R/B déterminés d'après les résultats du chapitre précédent aux rapports Y/B des mêmes observateurs. Le nombre de ceux pour lesquels les deux mesures ont pu être faites est malheureusement restreint, neuf seulement. On peut représenter sur un graphique chaque observateur par un point ayant pour abscisse le rapport R/B et pour ordonnée le rapport Y/B. Ces points se situent très convenable-

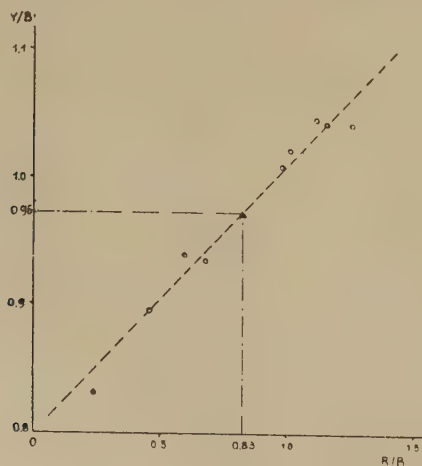


Fig. 43

ment le long d'une droite. Celle de la figure 43 a été tracée par la méthode des moindres carrés : elle passe par le centre de gravité des points. Celui-ci correspond à une valeur de Y/B égale à 0,96. La classification des observateurs rapportée à cette moyenne concorde bien avec celle du paragraphe précédent. Il est donc permis de suspecter la mise en œuvre de la méthode Y/B (réglage du pyromètre, état d'évaporation des solutions) et logique de modifier les valeurs du rapport Y/B en les divisant par 0,96.

Le fait que les points se situent sur une droite montre que la détermination du rapport R/B peut rendre les mêmes services pour la caractérisation des observateurs, que celle du rapport Y/B de Ives.

De ce qui précède on peut déduire que les mesures de comparaison peuvent être faites sur une lumière monochromatique au lieu de porter sur tout le spectre. Les solutions de Ives [19a] ont en effet un facteur de transmission qui varie de manière continue d'une extrémité à l'autre du spectre, partageant en gros celui-ci en deux régions l'une bleue l'autre orange. Le rapport R/B au contraire provient de mesures faites sur une bande homochrome de 6.200 à 7.000 Å et sur la raie bleue de 4.358 Å du mercure. Les observateurs se groupent de la même manière pour les deux méthodes, ce qui tend à prouver que d'une façon générale les courbes de visibilité varient d'une manière continue.

§ 2. — ESSAI DE COLORIMETRIE.

Le photomètre papilloteur ayant fait ses preuves en photométrie hétérochrome doit se prêter à certaines mesures colorimétriques. A titre d'essai, et pour ne pas compliquer le montage, on a fait choix d'une couleur à deux composantes. On sait que, pratiquement, toutes les couleurs comprises entre le vert et le rouge peuvent être égalées à

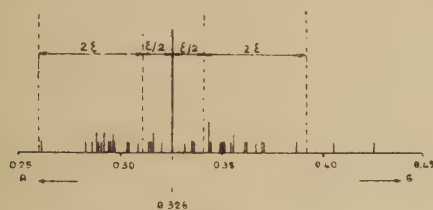


Fig. 44

un mélange de ces deux primaires, sans qu'il y ait à faire intervenir le bleu, troisième composante de la théorie trichromatique.

Soit par exemple la radiation jaune du mercure, il est possible de déterminer deux flux, l'un vert et l'autre rouge dont la résultante soit identique en couleur et en intensité au flux jaune. Le montage utilisé est celui qui a servi pour l'étude de la loi d'additivité. Les deux flux additionnels des circuits 1 et 2 sont respectivement vert et rouge, le flux de la lampe-tare (circuit 3) étant jaune. Le plateau mobile du photomètre est bloqué de telle

sorte que le champ soit coupé en deux : l'appareil fonctionne alors en photomètre à contraste ordinaire. Les deux flux vert et rouge peuvent être réglés en intensité au moyen de diaphragmes à iris convenablement placés (chapitre V, § 9).

En déplaçant simultanément la lampe-tare, on arrive à obtenir deux plages de même couleur et de même intensité. De même que précédemment (chapitre VII) il faut prendre garde à l'accoutumance de l'œil.

On peut ensuite mesurer par papillotement les valeurs relatives des flux vert et rouge, par rapport à la lampe-tare jaune. Le choix de cette tare jaune ne sert que pour l'équilibrage colorimétrique et n'influe en rien sur la valeur du rapport F_G/F_R mesuré par la suite. La moyenne des diverses valeurs de F_G/F_R obtenues par un même observateur permet de situer dans le triangle des couleurs le point représentatif de la radiation jaune du mercure.

Malgré le manque de finesse de la ligne de séparation (nettement moins bonne que dans un cube de LUMMER) les diverses mesures effectuées par un même observateur sont bien groupées à quelques pour cent près autour d'une valeur moyenne, et cela même à des mois d'intervalle, ce qui implique une assez grande constance des caractéristiques colorimétriques d'un œil déterminé.

Des rapports F_G/F_R des flux lumineux composants, on déduit le rapport G/R des flux composants chromatiques correspondants, en écrivant :

$$R = F_R \quad G = \frac{F_G}{4,59} \quad \text{soit} \quad \frac{G}{R} = \frac{F_G}{F_R} \times \frac{1}{4,59}.$$

1/4,59 étant le rapport des luminosités des composantes verte et rouge du *blanc* (à spectre d'égale énergie), pour l'observateur *moyen*; pour chaque observateur, ce facteur est un peu différent, ce qui devrait conduire à corriger la valeur G/R indiquée ci-dessus.

N'ayant pas les éléments de cette correction, on a reporté sur la figure 44 les valeurs de $\frac{G}{R+G}$ correspondant à 47 observateurs.

Les valeurs 0 et 1 correspondent respectivement au rouge et au vert.

Cette représentation peut donner une idée de la dispersion des coordonnées colorimétriques de l'œil humain dans cette région. La valeur moyenne est $\frac{G}{R+G} = 0,326$

et l'écart moyen $\epsilon = 0,031$.

Il est intéressant de constater que cette dispersion ne suit pas une loi de GAUSS et que, en particulier, il n'y a pas accumulation de valeurs autour de la valeur moyenne. En pratique cela signifie qu'il y a très peu d'observateurs dont les caractéristiques soient très voisines des caractéristiques standard définies par des moyennes.

Ces résultats montrent la très grande diversité de l'œil humain, aussi bien en colorimétrie qu'en photométrie hétérochrome.

CONCLUSION

Sans reprendre en détail tous les résultats obtenus au cours de cette étude, il est intéressant de souligner ici les plus importants d'entre eux.

En ce qui concerne la lampe à vapeur de mercure, type de la lampe à décharge moderne, des recherches théoriques et expérimentales menées de front ont permis de préciser les conditions à réaliser pour stabiliser le flux lumineux : accessoirement il a pu être établi que dans la lampe étudiée le gaz d'électrons se comportait comme un gaz parfait dont la température cinétique atteindrait dans l'axe 35.000° KELVIN.

La méthode de papillotement donne une solution pratique des problèmes posés par la photométrie hétérochrome. L'utilisation d'un champ de $1,4$ et de brillances voisines de 400μ stilbs permet de réduire à des valeurs non gênantes l'effet PURKINJE et l'effet de tache jaune. Moyennant quelques hypothèses simples sur le mécanisme subjectif du papillotement, les résultats fournis par cette méthode peuvent être raccordés à ceux obtenus par comparaison directe, dans les cas où celle-ci donne des résultats cohérents.

Enfin l'étude de quelques caractéristiques photométriques et colorimétriques d'une cinquantaine d'observateurs a montré la très grande diversité des yeux humains. Il est évidemment possible de déterminer pour chaque carac-

téristique une valeur moyenne relative à l'ensemble des observateurs étudiés. La particularité à signaler est que les diverses valeurs expérimentales ne sont pas plus denses au voisinage de la moyenne. En d'autres termes, il y a relativement peu d'observateurs voisins de la normale. Les caractéristiques standard adoptées ne doivent pas être considérées comme des valeurs plus fréquentes; il y a donc peu de chances de trouver un observateur standard, surtout si l'on envisage simultanément plusieurs caractères de la vision colorée. En résumé, les données standard n'ont qu'une valeur statistique et il serait vain de chercher à les déterminer avec une grande précision.

G. BLET,

Ce travail a été effectué au *Conservatoire National des Arts et Métiers* sous la direction de M. P. FLEURY, que je suis heureux de remercier ici pour les conseils qu'il m'a prodigués et la sollicitude qu'il m'a témoignée. Je remercie également M. G.-A. BOUTRY, grâce à qui le nouveau photomètre papilloteur a pu être réalisé au *Laboratoire d'Essais*. Je tiens enfin à assurer de ma gratitude tous ceux qui très amicalement n'ont pas ménagé leur peine pour me faciliter la tâche que je m'étais assignée.

G. B.

RÉFÉRENCES

- [1] ABADY. — Voir [42].
- [2] W. ABNEY. — Colour photometry 11. *Phil. Trans. Royal Soc.*, p. 423, 1885.
- [3] F. ALLEN. — Effect upon the persistence of vision of exposing the eye to light of various wave-lengths. *Phys. Review* 11, p. 257, 1900.
- [4] W. BECHSTEIN. — Ein neues Flimmerphotometer. *Instr. Kunde* 25, p. 45, 1905.
- [5] L. BLOCH. — Ionisation et résonance des gaz et vapeurs. *Presses Universitaires*, Paris 1925.
- [6] G.-A. BOÜTRY. — Phénomènes photoélectriques : 4, p. 17, 1936; 6, p. 10, 1936.
- [7] F.-E. CADY. — Voir [24].
- [8] P.-W. COBB. — The influence of illumination of the eye on visual acuity. *Am. J. of Physiology* 29, p. 76, 1911.
- [9] W.-W. COBLENTZ. — The physical photometer in theory and practice. *J. of Frank. Inst.* 180, p. 335, 1915.
- [10] COHU. — Voir [13].
- [11] CRITTENDEN, RICHTMYER. — An « Average Eye » for heterochromatic photometry and a comparison of a flicker and an equality of brightness photometry. *Bull. Bur. Stds.* 14, p. 87, 1917; *Trans. Ill. Eng. Soc.* 11, p. 331, 1916.
- [12] CUSTERS J.-F.-H. — Fotoelektrische intensiteitsmetingen in het kwik spectrum. Imprimé chez : G.-J. Willemsse, Utrecht, 1931.
- [13] DARMOIS, COHU. — Lampes à incandescence et lampes à décharge. *Mémorial des Sciences Physiques* : 45, pp. 51-80. — 1941.
- [14] DORGEOLO. — Circuits électriques à courants alternatifs pour lampes à décharge. *Revue technique Philips* 103, 1937.
- [15a] DRESSLER. — Über den Einfluss von Farbton und Sättigung auf die Messung verschiedenfarbiger Lichter. *Das Licht*, p. 203, 1937.
- [15b] DRESSLER. — Beitrag zur Photometrie farbiger Lichtquellen, insbesondere zur Frage des Verlaufs der spektralen Hellempfindlichkeit. *Das Licht*, pp. 81-107, 1937.
- [16a] ELENBAAS. — Die Temperatur des Quecksilberbogens. *Physica* 1, p. 211, janvier 1934.
- [16b] ELENBAAS. — Die Quecksilber-hochdruckentladung. *Physica* 1, p. 673, juin 1934.
- [16c] ELENBAAS. — Die Intensitätsverteilung und die gesamtstrahlung der Super-hochdruck-Quecksilberentladung. *Physica* 3, p. 859, août 1936.
- [16d] ELENBAAS. — A new method of determining the temperature of a high-pressure discharge. *Physica* 9, p. 53, janvier 1942.
- [17] FEDEROV, FEDEROVA. — *C. R. Académie des Sciences U.R.S.S.* 9, p. 95, 1936.
- [18a] W.-E. FORSYTHE, BARNES, SHIRDER. — Photometry of colored Light Sources. *J.O.S.A.* 28, p. 241, juillet 1938.
- [18b] W.-E. FORSYTHE. — Voir [24].
- [19a] GIBSON. — Spectral characteristics of Test solutions used in heterochromatic photometry. *J. Opt. Soc. Am.* 9, p. 113, 1924.
- [19b] GIBSON, TYNDALL. — Visibility of Radiant Energy. *Bull. Bur. of Stds.* 19, p. 131, 1923; *Scientific Papers* 475.
- [20] GROTRIAN. — Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen. *Berlin* 1928.
- [21a] J. GUILD. — A new flicker photometer for heterochromatic photometry. *J. of Sci. Instr.* 1, p. 182, 1924.
- [21b] J. GUILD. — The Guild flicker photometer head. *J. of Sci. Instr.* 12, p. 169, 1935.
- [22] A.-N. HESSEHOUS. — Modification du photomètre de Bunsen. *Journal de Physique* 8, p. 539, 1889; *Journal de la Société Russe de Physique et de Chimie* 24, p. 165, 1892; 29, p. 118, 1897.
- [23] HIECKE. — Über neue Beziehungen zwischen Farbenempfindung und Helligkeit. *Zeit. für Sinnesphysiologie* 59, p. 67, 1928.
- [24] E.-P. HYDE, W.-E. FORSYTHE, F.-E. CADY. — The visibility of radiation. *Astro. J.* 48, p. 65, 1918.
- [25a] H.-E. IVES. — A variable absorption screen for photometric use. *Elec. World* 59, p. 598, 1912.
- [25b] H.-E. IVES, KINGSBURY. — The theory of the flicker photometry. *Phil. Mag.* 28, p. 708, 1914; 31, p. 290, 1916.
- [25c] H.-E. IVES. — A visual acuity test object. *Elec. World* 55, p. 939, 1910.
- [25d] H.-E. IVES. — Studies in the photometry of lights of different colors. *Phil. Mag.* 24, pp. 149, 352, 744, 843, 853, 1912.
- [25e] H.-E. IVES. — The establishment of photometry on a physical basis. *Trans. Ill. Eng. Soc.* 10, p. 315, 1915.
- [25f] H.-E. IVES. — The photometric scale. *J. of Frank. Inst.* 188, p. 217, 1919.
- [26] J. KERN. — Eine flüssigkeitsgeköhlte Quecksilberlampe hoher Leuchtdichte. *Zeit. für techn. Phys.* 4, p. 108, 1912.
- [27a] E.-F. KINGSBURY. — A flicker photometer-attachment for the Lummer-Brodhun contrast photometer. *J. of Frank. Inst.* 2, p. 215, 1915.
- [27b] E.-F. KINGSBURY. — Voir [25b].
- [28] KREFFT. — Strahlungseigenschaften der Entladung in Quecksilberdampf. *Techn. Wiss. Abh. Osram-Konz.* 4, p. 33, 1936.
- [29] KRÜSS. — Das Problem der Flimmerphotometrie. *Phys. Zeit.* 5, p. 65, 1904. — Zur Flimmerphotometrie. *Instr. Kunde*, 24, p. 250, 1904; 25, p. 98, 1905.
- [30] M. LAPORTE. — Décharge électrique dans les gaz. *Armand Colin* 216, Paris 1939.
- [31a] M. LUCKIESH. — On the growth and decay of color sensations in flicker photometry. *Phys. Review* 4, p. 1, 1914.
- [31b] M. LUCKIESH. — Monochromatic light and visual acuity. *Elec. World* 58, p. 450, 1911.
- [31c] M. LUCKIESH. — The dependence of visual acuity on the wave-length of light. *Elec. World* 58, p. 1252, 1911.
- [31d] M. LUCKIESH. — Visual acuity in white light. *Elec. World* 62, p. 1160, 1913.
- [31e] M. LUCKIESH. — The Purkinje effect and a comparison of flicker and direct-comparison photometer. *Elec. World* 55, p. 939, 1910.
- [32] R. MANNKOPFF. — Zie ook voor den Koolboog. *Zeit. für Phys.* 76, p. 396, 1932; 86, p. 161, 1933.
- [33] MARTENS. — *Instr. Kunde*, février 1905.
- [34] PIATTL. — Nuovo dispositivo per il confronto dei metodi fotometrica dello scintillio e dell'uguale chiarezza. *Il nuovo cimento* 7, p. 117, 1930. — Ein auf innerer Diffusion beruhendes Flimmerphotometer. *Zeit. für Phys.* 72, p. 803, 1931.
- [35a] H. PIÉRON. — Traité d'ophtalmologie.
- [35b] H. PIÉRON. — Recherches sur la validité de la loi d'Abney. *Année psychologique*, 1939.
- [36] M. PIRANI. — Nouvelles recherches sur la production de la lumière. *Congrès international d'électricité*, 6^e Section, Rapport n° 5. Paris, 1932.
- [37a] PRIEST, RILEY. — The selective reflectance of magnesium oxide. *J. Opt. Soc. Am.* 20, p. 156, 1930.
- [37b] PRIEST. — Note on the yellowness of commercial magnesium carbonate and the alleged yellowness of magnesium oxide. *J. Opt. Soc. Am.* 20, p. 157, 1930.
- [38] PURKINJE. — Zur Physiologie des Sinne 2, p. 109, 1823.
- [39] RICHTMYER. — Voir [11].
- [40] RILEY. — Voir [37].
- [41a] O.-N. ROOD. — *Phys. Review* 3, p. 241, 1893.
- [41b] O.-N. ROOD. — On a Photometric Method which is independent of Color. *Am. J. of Sciences* 46, p. 173, 1893. — On the Flicker Photometer. *Am. J. of Sciences* 8, p. 194, 1899.
- [41c] O.-N. ROOD. — Über das Flimmer-Photometer. *Phys. Zeit.* 1, p. 269, 1900.
- [42] SIMMANCE, ABADY. — The Simmance-Abady Flicker photometer. *Proc. Royal Soc. of London* 19, p. 37, 1904; *Phil. Mag.* 7, p. 341, 1904.
- [43] STILES. — Yellow-blue ratio on personal errors in heterochromatic photometry. *Phil. Mag.* 17, p. 600, 1934.
- [44] A.-H. TAYLOR. — The validity of flicker photometer measurements in heterochromatic photometry. *J. Opt. Soc. Am.* 2, p. 193, 1926; 13, p. 193, 1926.
- [45] J.-S. TOWNSEND. — Electricity in gases. *Clarendon Press*, Oxford, 1915.
- [46a] L.-T. TROLAND. — The influence of brightness and color upon flicker-photometer frequency. *J. of Frank. Inst.* 181, p. 853, 1916; 182, p. 261, 1916.
- [46b] L.-T. TROLAND. — The absence of the Purkinje phenomenon in the fovea. *J. of Frank. Inst.* 182, p. 111, 1916.
- [47] TUFTS. — *Journal de l'Académie des Sciences de New-York* 16, p. 190, 1897.
- [48] TYNDALL. — Voir [19b].
- [49] W. UYTERHOEVEN. — Variations périodiques du flux lumineux des lampes à décharge électrique (effet de papillotage). *Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken*, Eindhoven, Holland, 1938.
- [50] K.-S. WEAVER. — The visibility of radiation at low intensities. *J. Opt. Soc. Am.* 27, p. 36, 1937.
- [51] WEIGEL. — Zur Photometrie farbiger Lichter. *Das Licht*, p. 43, 1935.
- [52] WHITMAN. — On the photometry of differently colored lights and the « flicker » photometer. *Phys. Review* 3, p. 241, 1896.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

INFLUENCE DE LA COMPOSITION CHIMIQUE
DES VERRES SUR LEURS PROPRIÉTÉS OPTIQUES

Vu et approuvé :

Paris, le 2 février 1945

Le Doyen de la Faculté des Sciences
Paul MONTEL

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
G. ROUSSY

IMPRIMERIE RENOARD
19, rue des Saints-Pères
Paris 6^e
